

THESE

présentée devant l'UNIVERSITE de NANTES

pour obtenir le grade de

DOCTEUR de l'UNIVERSITE de NANTES

par

Madame N. HERVE

ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DE MECANIQUE



Etude théorique de l'amortissement des dislocations

lors des déformations aux grandes vitesses

Soutenue le 17 juin 1971 devant la Commission d'Examen :

Melle OFFRET Président

M. MINN
M. CAILLER } Examinateurs

THESE

présentée devant l'UNIVERSITE de NANTES

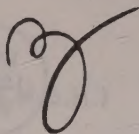
pour obtenir le grade de

DOCTEUR de l'UNIVERSITE de NANTES

par

Madame N. HERVE

ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DE MECANIQUE



Etude théorique de l'amortissement des dislocations

lors des déformations aux grandes vitesses

Soutenue le 17 juin 1971 devant la Commission d'Examen :

Melle OFFRET Président

M. MINN
M. CAILLER } Examineurs

THESE

UNIVERSITE DE NANTES

BOCCEUR DE L'UNIVERSITE DE NANTES

BOCCEUR DE L'UNIVERSITE DE NANTES

UNIV.

LEIDEN

BIBL.



UNIV. LEIDEN

BIBL.

UNIV. LEIDEN

UNIV. LEIDEN

BIBL.

UNIV. LEIDEN

UNIVERSITE DE NANTES

Président M. KERNEIS Médecine

Vice-Président M. PETRESCO Mathématiques

• • • • •

LISTE DES ENSEIGNANTS DES DISCIPLINES SCIENTIFIQUES

Professeurs

M. BRILLOUET

Mathématiques

M. MOLINARO

«

M. PAUC

«

M. PETRESCO

«

M. RAFFIN

«

M. VIVIER (E.N.S.M.)

«

M. TARDY (E.N.S.M.)

Mécanique

M. RAVILLY (E.N.S.M.)

«

M. AVIGNON

Physique

M. BOULLLOUD

«

M. COLLET

«

M. MINN

«

M. MEZEN CEV (E.N.S.M.)

«

M. MOUTON

«

M. DUNOYER

Chimie

M. GRAFF

«

M. PIERI

«

M. QUINIOU

«

M. WOJTKOWIAK

«

Melle DEBRAU X

Biologie

M. GARRIGUES

«

Mme LE DOUARIN

«

M. LE DOUARIN

«

M. SELLIER

«

M. CAVET

Sciences de la Terre

Professeurs sans chaire**M. MEYER****Mathématiques****M. BARDON****Physique****M. GOU REAUX**

«

M. LASKAR

«

Melle OFFRET (E.N.S.M.)

«

M. GOBIN (E.N.S.M.)**Chimie****M. MARTIN**

«

M. ROUXEL

«

M. TOURNOUX

«

M. DUPONT**Biologie****M. SAU DRAY**

«

M. OTTMANN**Sciences de la Terre****Maîtres de Conférences****M. FOUQUES****Mathématiques****M. IBISCH**

«

M. LAMEAU (E.N.S.M.)

«

M. LEBORGNE

«

M. GUEVEL (E.N.S.M.)**Mécanique****M. SULMONT(E.N.S.M.)**

«

M. VILAINE (E.N.S.M.)

«

M. CAILLER (I.U.T)**Physique****M. COTTU (I.U.T.)**

«

M. LE BIHAN

«

M. LE CORRE (I.U.T.)

«

M. LONCKE

«

M. ROSIER

«

M. BOUCHY (I.U.T.)**Chimie****M. CHABANN EL**

«

Mme MARTIN

«

M. POINTEAU (E.N.S.M.)

«

M. AMOURIQ**Biologie****M. LEBRUN**

«

Mme NICOLA S-PRATT

«

M. FORESTIER**Sciences de la Terre****M. NICOLAS**

«

Secrétaire Général : M. LERAY

SOMMAIRE

	<u>Pages</u>
Chapitre I - MECANISME DE DEPLACEMENT DES DISLOCATIONS -	1
I - MECANISMES ATHERMIQUES -	1
I.1 - Surmonter le champ de contrainte créé par les autres dislocations	2
I.2 - Briser les fonctions attractives	2
I.3 - Alliages ordonnés à longues distances	2
I.4 - Briser les liaisons d'un alliage ordonné	3
I.5 - Surmonter l'ancrage des dislocations par les atomes en solution	3
I.6 - Surmonter les effets d'ancrage de Suzuki	4
II - MECANISMES ACTIVES THERMIQUEMENT -	4
II.1 - Intersections	5
II.2 - Contrainte de PEIERLS-NABORRO	6
II.3 - Déviation	8
III - MECANISMES AMORTIS AUX HAUTES VITESSES -	8
III.1 - Amortissement thermoélastique	9
III.2 - Diffusion des phonons	9
III.3 - Viscosité due aux phonons	9
III.4 - Viscosité due aux électrons	9
Chapitre II - INFLUENCE DE LA VITESSE DE DEFORMATION SUR LA DEFORMATION DES MATERIAUX -	11
Chapitre III - AMORTISSEMENT DES DISLOCATIONS LORS DES DEFORMATIONS AUX GRANDES VITESSES -	17
I - INFLUENCE DES ONDES THERMIQUES -	18
I.1 - Effet thermoélastique et effet de viscosité	18
I.1.1 - Effet Thermoélastique	19
I.1.2 - Viscosité des phonons	19
I.1.2.1 Coefficient de viscosité	19
I.1.2.2 Coefficient d'amortissement	22
I.2 - Diffusion des phonons	24
II - INFLUENCE DES ONDES ELECTRIQUES -	24

	<u>Pages</u>
Chapitre IV - METHODES EXPERIMENTALES -	27
I - METHODE DE LA FORCE PULSEE -	27
I.1 - Expérience	27
I.2 - Modèle	28
II - METHODE D'ATTENUATION DES ULTRASONS -	29
II.1 - Expérience	29
II.2 - Modèle	30
II.3 - Application de cette méthode par Suzuki	31
Chapitre V - ETUDE DU COEFFICIENT D'AMORTISSEMENT EN FONCTION DE LA TEMPERATURE -	33
I - ALUMINIUM -	33
II - PLOMB -	38
III - CUIVRE -	42
IV - OR - ARGENT - ZINC -	46
CONCLUSION -	54
BIBLIOGRAPHIE -	59

Chapitre I

MECANISMES DE DEPLACEMENT DES DISLOCATIONS

Dans le but d'étudier le comportement dynamique des matériaux, nous allons examiner brièvement les différents types de mécanismes qui interviennent lors du mouvement des dislocations.

On les classe habituellement en fonction d'une force ou d'une vitesse de déformation croissante, en mécanismes de types :

- athermique,
- activités thermiquement,
- amortis aux hautes vitesses.

I - MECANISMES ATHERMIQUES -

La déformation plastique des métaux est due au glissement des dislocations. En se déplaçant, elles réagissent entre elles et avec le réseau. Si le champ de réaction est important, l'énergie nécessaire pour provoquer un mouvement continu des dislocations ne peut être obtenue par des fluctuations thermiques, et, dans ce cas, le travail est fait mécaniquement par la force appliquée.

Les expériences de Dorn, Mitchell et Hauser fournissent un exemple typique de ce comportement (figure 1).

Dans la région A, σ est indépendant de $\dot{\gamma}$ et de T ; dans ce cas, on peut donc appliquer les hypothèses de Von Karman disant que la déformation n'est fonction que de la contrainte seule.

Les plus fréquents mécanismes de type athermique sont les suivants :

I.1 - SURMONTER LE CHAMP DE CONTRAINTE CREE PAR LES AUTRES DISLOCATIONS-

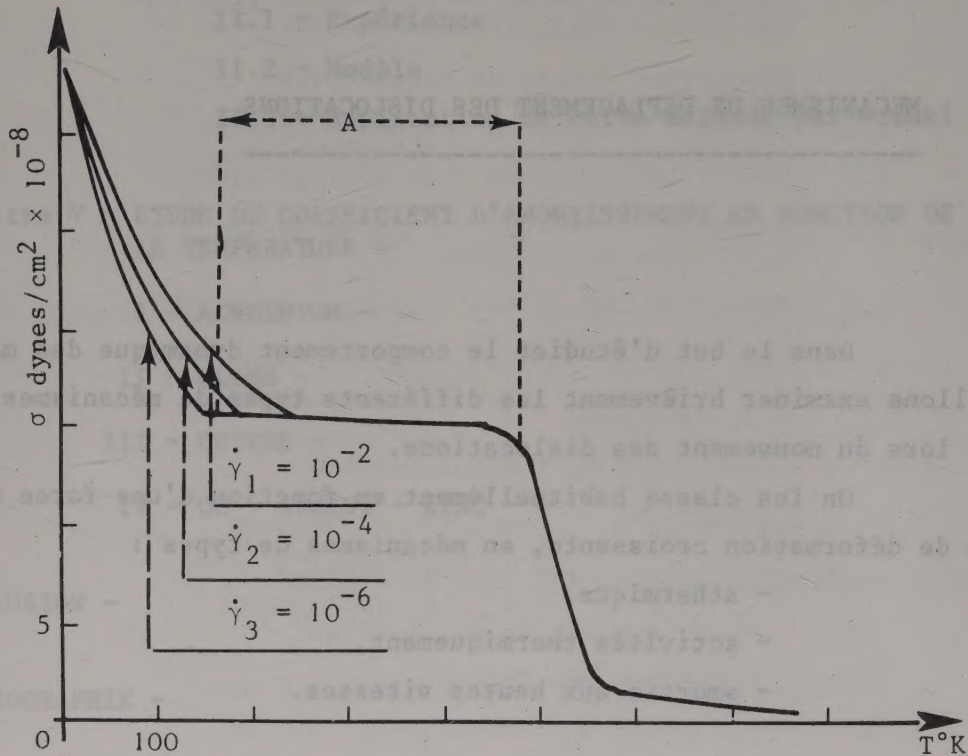


Figure 1
Contrainte en fonction de la température et de la vitesse de déformation -

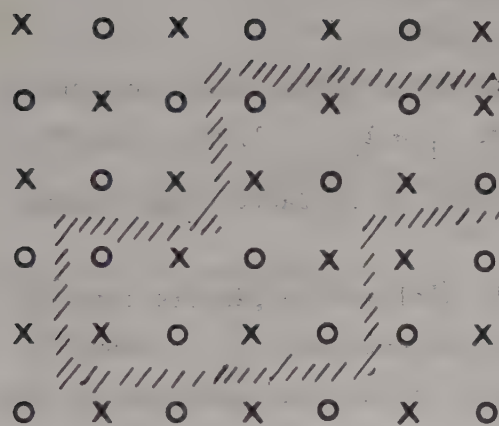
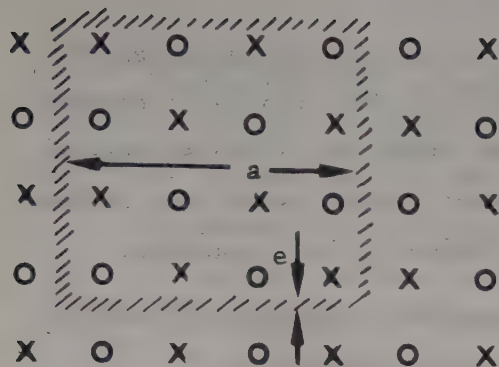
I.2 - BRISER LES FONCTIONS ATTRACTIVES -

Quand une dislocation s'approche d'une surface libre, son énergie de contrainte décroît. Il existe donc une force qui attire les dislocations vers la surface .

I.3 - ALLIAGES ORDONNES A LONGUES DISTANCES -

Dans un alliage ordonné AB, l'énergie d'une faute d'empilement est généralement assez grande pour entraîner le regroupement des dislocations de l'alliage désordonné en dislocations parfaites du réseau.

De telles dislocations se déplacent facilement sauf lorsqu'elles doivent passer à travers un joint de phase opposée.



Ce passage augmente la surface du joint. L'existence de ce domaine de longueur a limité par un joint d'épaisseur e produit un durcissement évalué par Cottrell et Ardley :

$$\Delta \sigma = f (I - e/a)^3 / a$$

f = énergie par unité de surface

Pour la première boucle qui passe, la surface du défaut augmente d'une quantité de l'ordre de :

$$ab(I - e/a)^3$$

par domaine traversé.

I.4 - BRISER LES LIAISONS D'UN ALLIAGE ORDONNE -

Le glissement d'une dislocation dans un alliage localement ordonné, crée un domaine dans lequel l'ordre est détruit. Il faut pour cela une

certaine énergie f par unité de surface, d'où une certaine contrainte supplémentaire.

I.5 - SURMONTER L'ANCRAGE DES DISLOCATIONS PAR LES ATOMES EN SOLUTION-

Des atomes dispersés peuvent émigrer facilement à travers le cristal. A cause de cela , lorsqu'ils sont en présence d'un champ non homogène, comme le champ de contrainte d'une dislocation, ils vont aux places où leur énergie est la plus faible. La dislocation est donc dans une atmosphère d'atomes en solution. Si une force extérieure est appliquée sur la dislocation pour la déplacer, les atomes exercent une force d'ancrage pour ramener la dislocation au centre de l'atmosphère. La dislocation ne pourra alors se déplacer que si la force appliquée est supérieure à cette force de rappel ou si l'atmosphère peut se déplacer avec elle (la vitesse de la dislocation est alors réduite à la vitesse de migration des atomes constituant l'atmosphère).

I.6 - SURMONTER LES EFFETS D'ANCRAGE DE SUZUKI -

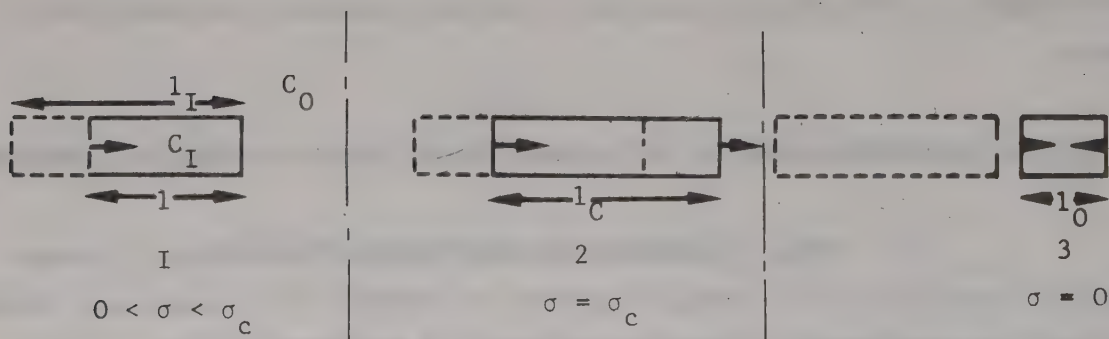
Certaines solutions solides telles que Ag-Au présentent d'importantes variations de la limite d'élasticité en fonction de la concentration. Suzuki a remarqué que les quelques plans atomiques d'une structure hexagonale compacte qui font une faute d'empilement peuvent avoir une concentration d'équilibre C_1 différente de la concentration C_0 de la matrice.

Cette variation de concentration intervient de manière à diminuer l'énergie de la faute d'empilement. La taille de la dislocation augmente de l_0 à l_1

$$l_1 = l_0 (f(C_0)/f(C_1))$$

Si la dislocation est soumise à une force extérieure quand σ croît de 0 à $\sigma_C = b (f(C_0) - f(C_1))$, l décroît de l_1 à l_C $l_C = 2l_0 l_1 / (l_0 + l_1)$ sans que la dislocation quitte les limites initiales de la faute d'empilement.

Pour $\sigma = \sigma_C$, la moitié de la dislocation pénètre dans la matrice et la dislocation se déplace avec une taille constante l_C . Quand la seconde moitié de la dislocation atteint également la matrice, celle-ci se contracte de l_C à l_0 et se déplace ensuite grâce à une force beaucoup plus faible



II - MECANISMES ACTIVES THERMIQUEMENT -

Si les barrières rencontrées par les dislocations sont localisées et si leur énergie n'est pas trop importante, des fluctuations thermiques dans une région limitée, ajoutées à la force extérieure, peuvent permettre aux dislocations de poursuivre leur glissement. La vitesse de la contrainte appliquée est :

$$\dot{\gamma} = \rho b v = N A b \gamma$$

ρ densité des dislocations mobiles
 b vecteur de Burgers
 v vitesse moyenne des dislocations
 N nombre de barrières
 A surface balayée par activation
 γ fréquence des activations thermiques

Les mécanismes les plus courants sont :

- intersections,
- surmonter une contrainte de Peierls-Naborro
- déviations

II.1 - INTERSECTIONS -

Dans ce cas, Seegers (2) suppose que N et A sont indépendants de la contrainte, et que la fréquence d'activation est :

$$\gamma = \frac{\gamma_0 b}{L} e^{-U/kT} \quad "2"$$

$$\text{où } U = U_j - \tau^* L b^2 \quad "3"$$

$$\text{et } \tau^* = \tau - \tau_A \quad "4"$$

γ_0 fréquence de Debye
 L distance moyenne des dislocations
 U énergie apportée par fluctuation thermique pour terminer l'intersection
 U_j énergie de formation d'un cran

En combinant les quatre équations, on obtient :

$$\tau = \tau_A + \frac{U_j}{L b^2} = \frac{kT}{L b^2} \log \frac{\gamma_0 N A b^2}{L} \quad T \leq T_C \quad "5"$$

L'équation "2" n'est valable que jusqu'à une température critique T_C , car, au-dessus, les fluctuations thermiques nécessaires sont si fréquentes, que, même pour une contrainte très faible, il n'y a aucun arrêt à l'intersection des dislocations, et, dans ce cas :

$$\tau = \tau_A \quad T \geq T_C \quad "6"$$

Ces hypothèses sont vérifiées par les travaux de Mukherjee Mote et Dorn (3) - figure 2 -

Leurs expériences montrent également que lorsque τ_A augmente T_C augmente également.

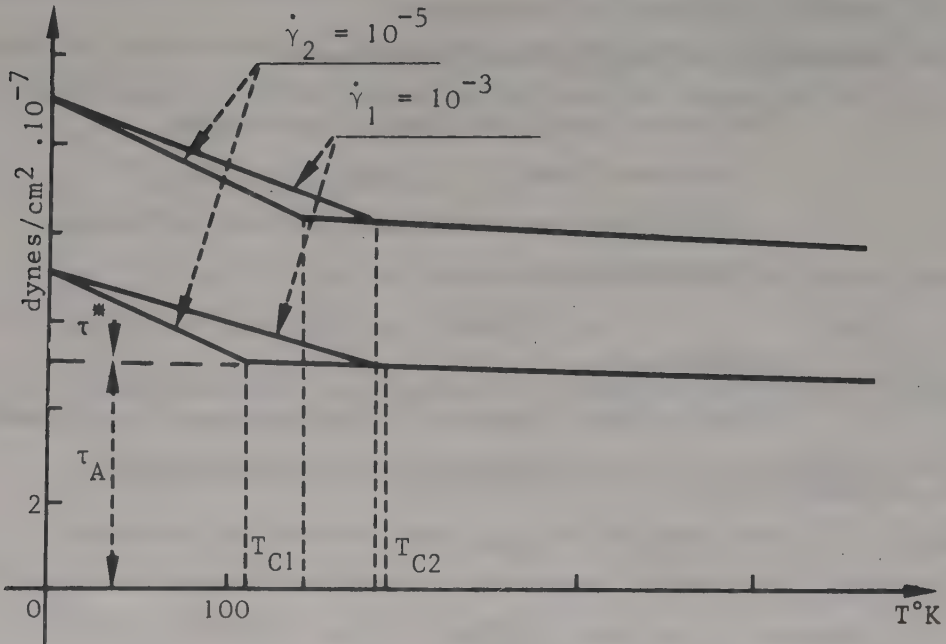


Figure 2

Variation de la contrainte en fonction de la température

II.2 - CONTRAINTE DE PEIERLS-NABORRO (4) -

Lorsqu'il n'y a pas de contrainte les dislocations restent dans la vallée parallèle aux rangées d'atomes, dans un plan où leur énergie Γ_0 est la plus faible. Cette énergie est à peu près sinusoïdale et sa valeur maximale est Γ_C , obtenue pour un déplacement de $a/2$.

Pour qu'une dislocation passe au-delà d'une colline de PEIERLS, il faut une contrainte τ_P égale à la force de PEIERLS. Si la contrainte appliquée τ^* est inférieure à τ_P la dislocation ne montera que partiellement la colline (fig.3) (de AA' en BB'). Au dessus de 0°K les fluctuations thermiques apportent une énergie qui entraîne la formation de segments tels que CDD'C'. La plupart de ces lignes se brisent, mais si la fluctuation thermique est suffisamment grande la boucle s'allonge et entraîne toute la dislocation au-delà de la colline de PEIERLS.

Sur la base de cette théorie DORN et RAJNAK évaluent la vitesse de la contrainte de déformation :

$$\dot{\gamma} = \frac{\rho \, b a L \, \mu}{\omega} e^{-U_h/kT}, T \leq T_C \quad "7"$$

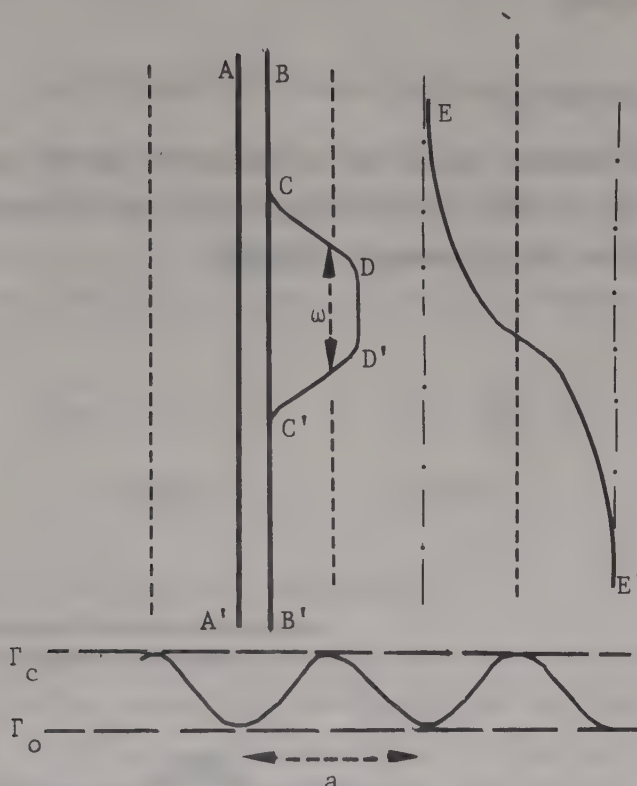


Figure 3

Franchissement d'une colline de PEIERLS-NABORRO

L distance entre deux décrochements en mouvements

ρ densité des dislocations mobiles

μ fréquence de DEBYE

ω profondeur de la boucle critique

U_h énergie nécessaire pour réunir deux décrochements

à T_C τ* = 0 et U_h = 2 U_k

U_k énergie d'un décrochement

$$\text{et } \dot{\gamma} = \frac{\rho \, a b L \, \mu}{\omega} e^{-2U_k/kT_C} \quad "8"$$

$$\text{d'où : } U_n/2U_k = T/T_C \quad "9"$$

comme le montre l'équation "8" lorsque la vitesse de déformation croît T_C croît.

DORN et RAJNAK ont évalué $U_h/2U_k$ en fonction de τ^*/τ_p dans le cas où la colline de PEIERLS est sinusoïdale (figure 4). L'énergie nécessaire pour le raccordement d'une paire de décrochements est déterminée physiquement et indépendante de la disposition des dislocations, seuls ρ et L dépendent de la contrainte.

II.3 - DEVIATION (5) -

Elle apparaît quand une dislocation quitte son plan de glissement pour un autre qui coupait le précédent. Les deux plans doivent être parallèles à la direction du glissement (fig. 5).

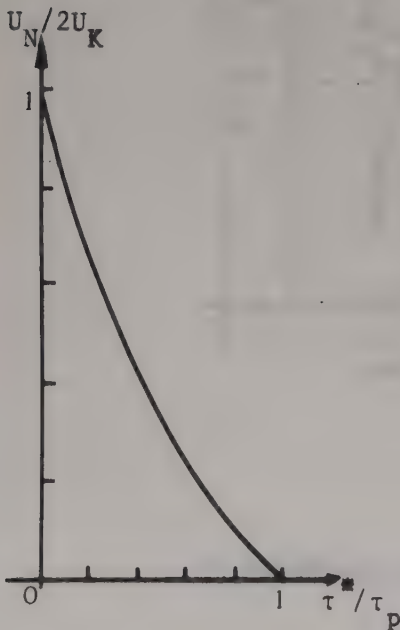


Figure 4

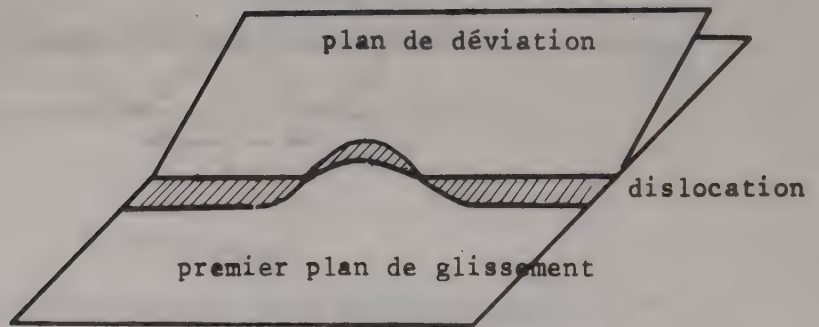


Figure 5

Déviaton d'une dislocation

III - MECANISMES AMORTIS AUX HAUTES VITESSES -

Quand la force appliquée est inférieure à $\tau^* + \tau_A$ les dislocations sont momentanément arrêtées aux barrières et leur vitesse moyenne dépend de la fréquence des activations thermiques qui leur font surmonter les barrières. Si $\tau > \tau^* + \tau_A$ cette force permet aux dislocations de passer les barrières sans être arrêtées. Dans ce cas, différents mécanismes d'amortissement peuvent limiter la vitesse des dislocations :

- Amortissement thermoélastique
- Diffusion des phonons
- Viscosité due aux phonons
- Amortissement anharmonique
- Viscosité due aux électrons

III.1 - AMORTISSEMENT THERMOELASTIQUE (6) -

Il provient de la variation de pression et de température associées en chaque point d'un cristal lorsqu'une dislocation se déplace à l'intérieur de celui-ci. Le gradient de température ainsi produit entraîne une augmentation d'entropie et une dissipation d'énergie mécanique du système.

Dans ce cas :
$$\tau - \tau_B \approx \frac{CvT}{25} \times \frac{v}{c}$$

v : vitesse de la dislocation.

III.2 - DIFFUSION DES PHONONS (7) -

Cet effet provient de deux sources distinctes : l'une est due à la diffusion des ondes soniques produites par les vibrations du réseau, par le champ de contrainte des dislocations en mouvement. La seconde provient des ondes soniques qui, traversant le plan de glissement d'une dislocation, lui impriment une contrainte qui la fait vibrer et radier de l'énergie sous forme d'ondes élastiques. LOTHE (8) a évalué dans ce cas la contrainte :

$$\tau - \tau_B \approx \frac{\epsilon}{8} \times \frac{v}{c}$$

où

$$\epsilon = \frac{3h \mu_0}{b^3 (e^{-h\mu_0/kT} - 1)}$$

III.3 - VISCOSITE DUE AUX PHONONS (9) -

Cet effet est dû aux variations d'énergie des modes de vibration du réseau dues au champ de contrainte de la dislocation en mouvement. Il y a échange d'énergie avec les ondes soniques quantifiées produisant une dissipation d'énergie mécanique et un amortissement des dislocations.

On a alors :
$$\tau - \tau_B = \frac{CvT}{20} \times v$$

III.4 - VISCOSITE DUE AUX ELECTRONS (10) (11) -

Ce mécanisme est du même type que celui du paragraphe III.3.

Il décrit l'interaction des dislocations et des ondes électriques. Nous verrons ultérieurement qu'il devient prépondérant aux très basses températures.

Chapitre II

INFLUENCE DE LA VITESSE DE DEFORMATION

SUR LA DEFORMATION DES MATERIAUX

L'histoire de l'influence de la vitesse de déformation sur la déformation des matériaux est assez longue et controversée. De nombreux auteurs ont longtemps pensé que celle-ci était nulle (24) (25).

Cependant, en 1964, les travaux de LARSEN, RAJNAK, HAUSER et DORN (4) font apparaître l'importance de la vitesse de déformation. Ils étudient le comportement dynamique de monocristaux de Ag_2Al entre 0°K et 700°K , à des vitesses variant de 10^{-4} s^{-1} à 10^5 s^{-1} (fig.6).

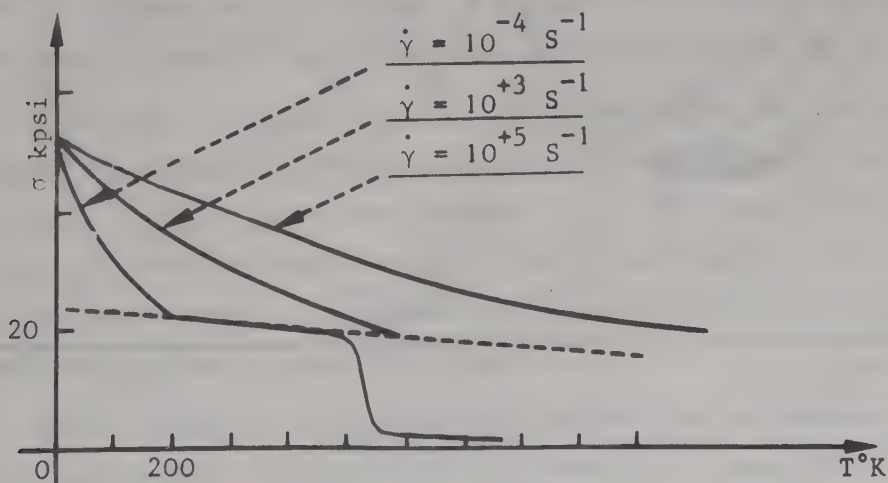


Figure 6

Etude de la contrainte en fonction de la température lorsque la vitesse de déformation croît.

Ils montrent que lorsque la déformation est contrôlée par un mécanisme athermique, elle ne varie pas avec la vitesse de déformation. Par contre, quand le mouvement des dislocations aux basses températures peut être activé thermiquement, la déformation croît avec une vitesse croissante et une température décroissante.

Au même moment, les travaux de KARNES et RIPPERGER (26) montrent l'importance de la pureté du métal utilisé dans cette étude. Un aluminium de très grande pureté étant nettement plus sensible à la vitesse de déformation que celui de pureté commerciale utilisé par KOSKY et DOUCH (27).

En 1966, MUKHERJEE, FERGUSON, BARMORE et DORN (28) étudient l'effet de la température et de la vitesse de déformation pour des monocristaux de β - AgMg. Ce travail montre plusieurs mécanismes en opération :

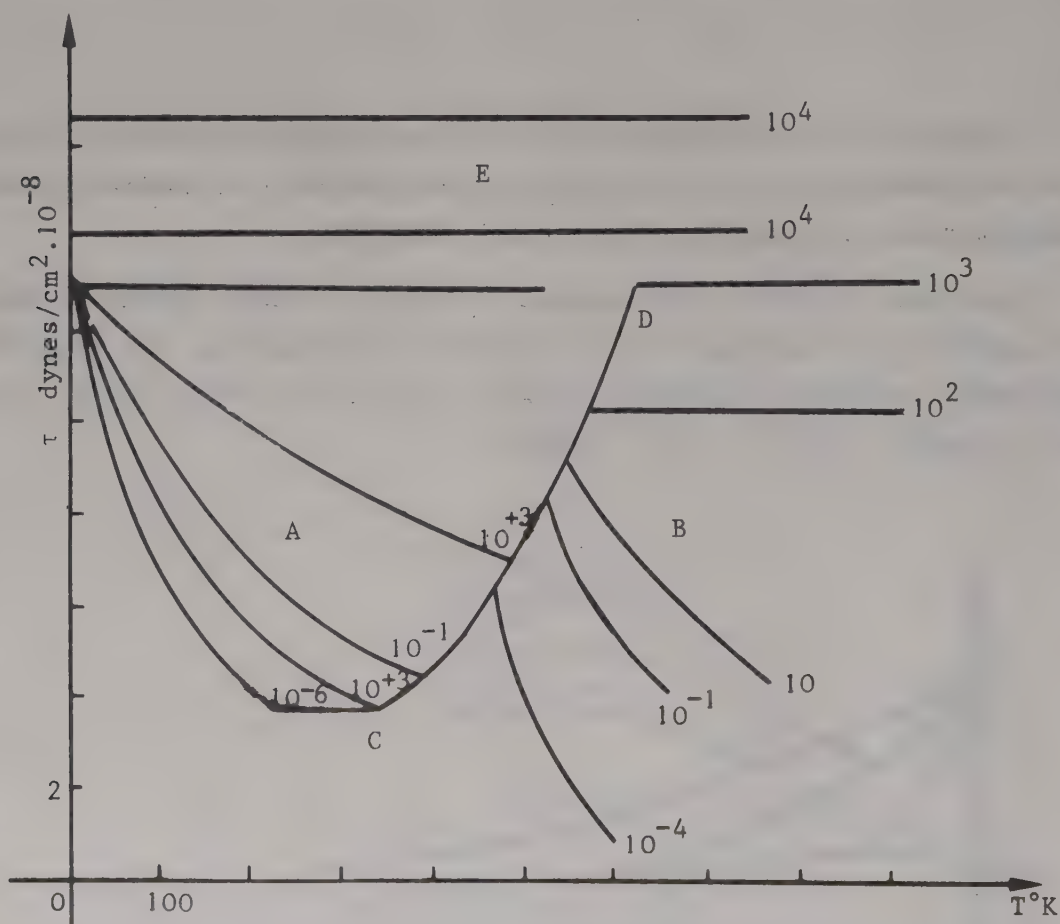


Figure 7

Influence de la température sur la vitesse de déformation pour des monocristaux de β - AgMg.

- Dans la région A : la contrainte de cisaillement croît avec la vitesse quand la température décroît, révélant un mécanisme activé thermi-

quement. Ces mesures étant en assez bon accord avec la théorie de DORN et RAJNAK, les auteurs estiment que l'on se trouve ici en présence de mécanismes de PEIERLS.

- Région B : Il se produit ici encore un mécanisme activé thermiquement et contrôlé par la vitesse. Mais les résultats expérimentaux ne concordent avec aucune théorie existante de la déformation.

- Région C-D : Elle sépare deux régions activées thermiquement. La contrainte est indépendante de la vitesse entre $10^{-6} s^{-1}$ et $2.10^2 s^{-1}$ à $444^\circ K$, entre $10 s^{-1}$ et $5.10^3 s^{-1}$ à $550^\circ K$.

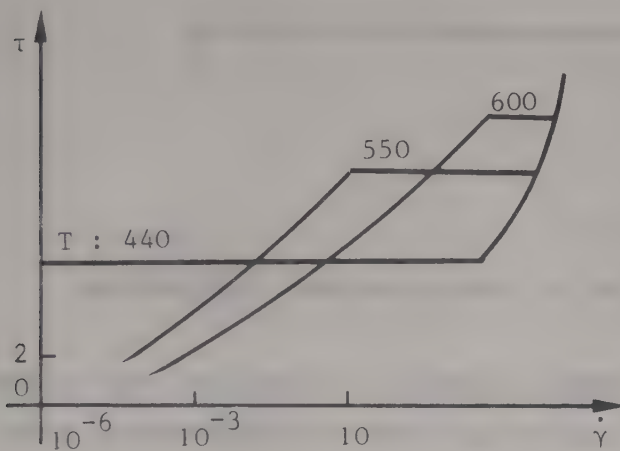


Figure 8

Une région athermique sépare les deux régions activées thermiquement A et B. La contrainte croît avec la température, et pour toute température il existe un domaine dans lequel la contrainte est indépendante de la vitesse et au-dessus ou en-dessous

duquel elle est activée thermiquement. La contrainte croît jusqu'à la température à laquelle le mécanisme de la région B intervient ; cette température dépend de la vitesse de déformation. D'autres travaux ont montré que ce phénomène se produit pour de nombreux composés intermétalliques.

- Région E : Au dessus d'une certaine contrainte prévue aux basses températures, la déformation devient athermique mais dépend toujours de la vitesse. Quand la force appliquée dépasse $\tau_p + \tau_A$, la contrainte est assez forte pour surmonter les mécanismes activés thermiquement sans l'aide de fluctuations thermiques. Le mouvement des dislocations est alors contrôlé par un phénomène d'amortissement visqueux.

KUMAR, HAUSER et DORN (29) ont montré que la contrainte pour l'aluminium est une fonction linéaire de la vitesse de déformation au-delà d'une contrainte τ_B (fig.10).

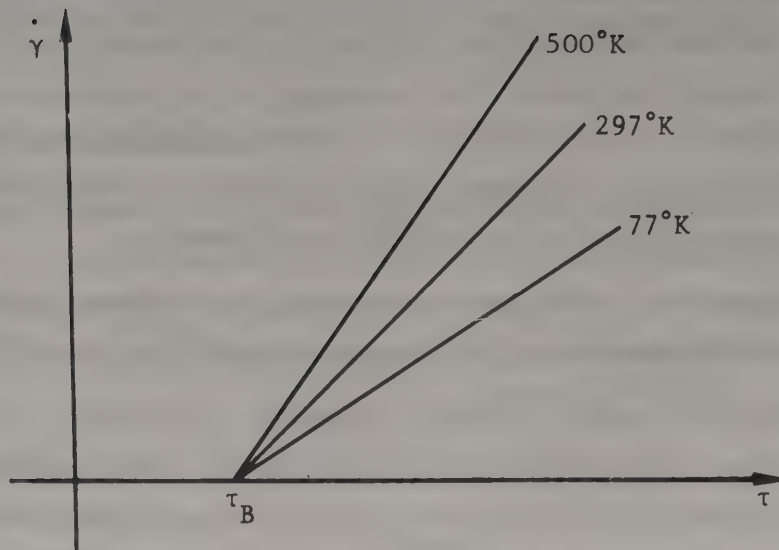


Figure 10

Vitesse de déformation en fonction de la contrainte dans l'Aluminium.

De même, les travaux de KUMAR et KUMBLE (30) montrent que le comportement du cuivre, lorsqu'on fait varier la vitesse de déformation, peut être divisé en deux types :

- en-dessous de $10s^{-1}$ les dislocations mobiles sont activées thermiquement à travers la barrière de la forêt de dislocations ;

- au-dessus, le mouvement des dislocations est limité par un amortissement visqueux. Dans cette dernière région la contrainte est une fonction linéaire de la vitesse (fig.11).

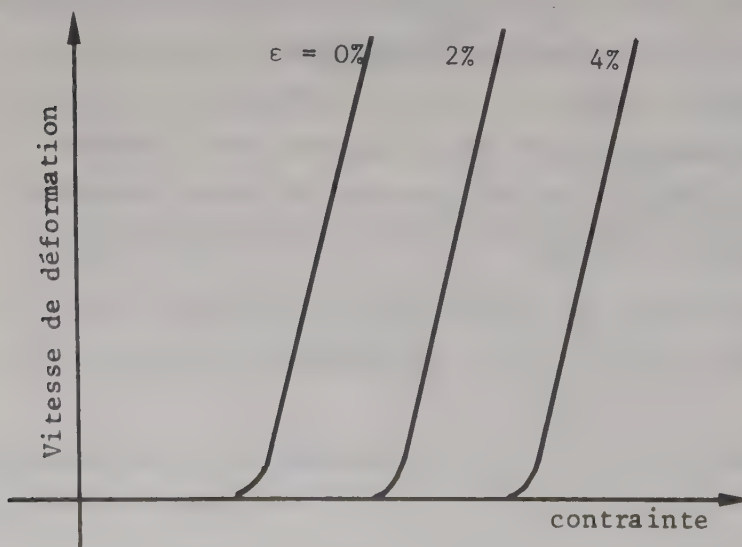


Figure 11

Etude de la contrainte dans le cuivre pour des vitesses de déformation croissantes.

quement. Ces mesures étant en assez bon accord avec la théorie de DORN et RAJNAK, les auteurs estiment que l'on se trouve ici en présence de mécanismes de PEIERLS.

- Région B : Il se produit ici encore un mécanisme activé thermiquement et contrôlé par la vitesse. Mais les résultats expérimentaux ne concordent avec aucune théorie existante de la déformation.

- Région C-D : Elle sépare deux régions activées thermiquement. La contrainte est indépendante de la vitesse entre 10^{-6} s^{-1} et $2 \cdot 10^2 \text{ s}^{-1}$ à 444°K , entre 10 s^{-1} et $5 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ à 550°K .

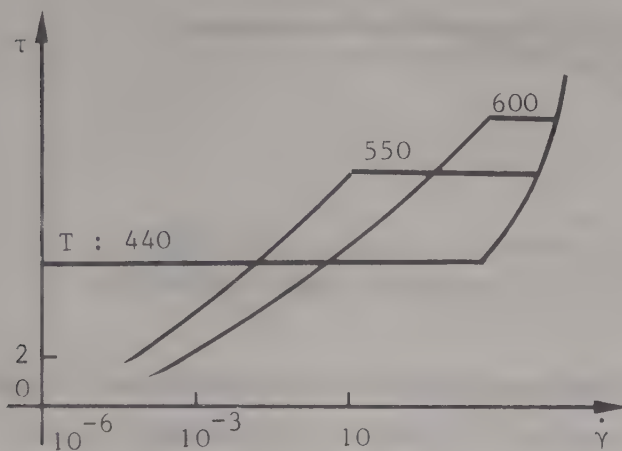


Figure 8

Une région athermique sépare les deux régions activées thermiquement A et B. La contrainte croît avec la température, et pour toute température il existe un domaine dans lequel la contrainte est indépendante de la vitesse et au-dessus ou en-dessous

duquel elle est activée thermiquement. La contrainte croît jusqu'à la température à laquelle le mécanisme de la région B intervient ; cette température dépend de la vitesse de déformation. D'autres travaux ont montré que ce phénomène se produit pour de nombreux composés intermétalliques.

- Région E : Au dessus d'une certaine contrainte prévue aux basses températures, la déformation devient athermique mais dépend toujours de la vitesse. Quand la force appliquée dépasse $\tau_p + \tau_A$, la contrainte est assez forte pour surmonter les mécanismes activés thermiquement sans l'aide de fluctuations thermiques. Le mouvement des dislocations est alors contrôlé par un phénomène d'amortissement visqueux.

KUMAR, HAUSER et DORN (29) ont montré que la contrainte pour l'aluminium est une fonction linéaire de la vitesse de déformation au-delà d'une contrainte τ_B (fig.10).

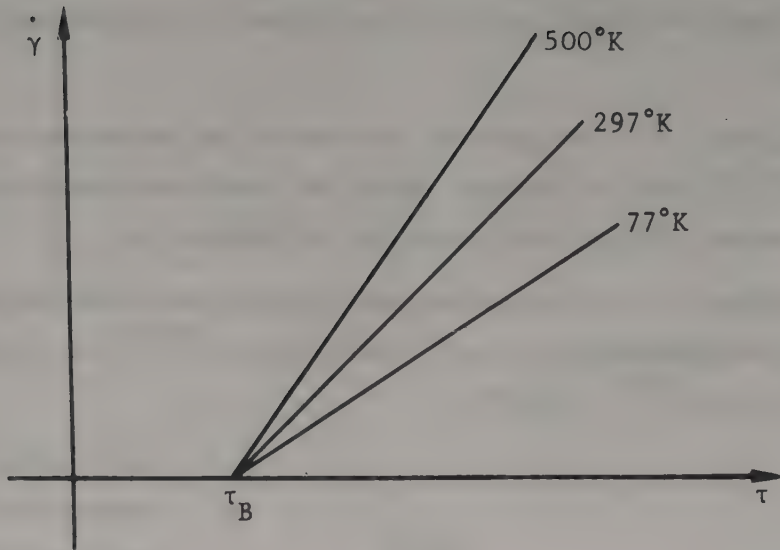


Figure 10

Vitesse de déformation en fonction de la contrainte dans l'Aluminium.

De même, les travaux de KUMAR et KUMBLE (30) montrent que le comportement du cuivre, lorsqu'on fait varier la vitesse de déformation, peut être divisé en deux types :

- en-dessous de $10s^{-1}$ les dislocations mobiles sont activées thermiquement à travers la barrière de la forêt de dislocations ;
- au-dessus, le mouvement des dislocations est limité par un amortissement visqueux. Dans cette dernière région la contrainte est une fonction linéaire de la vitesse (fig.11).

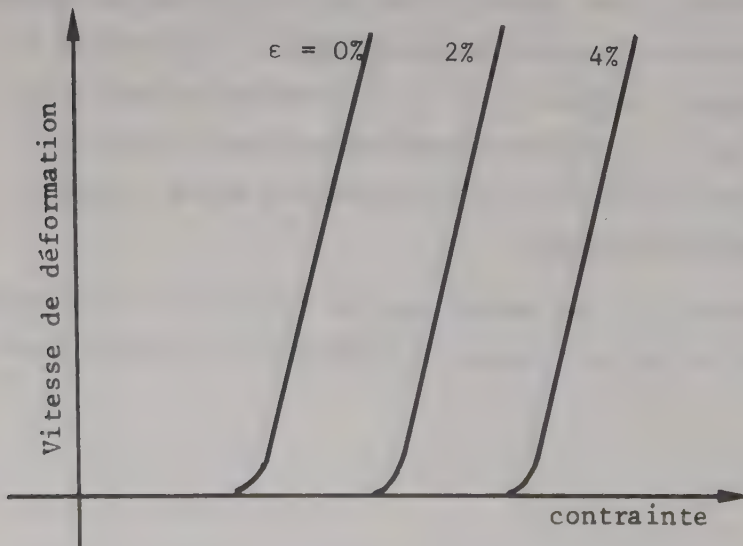
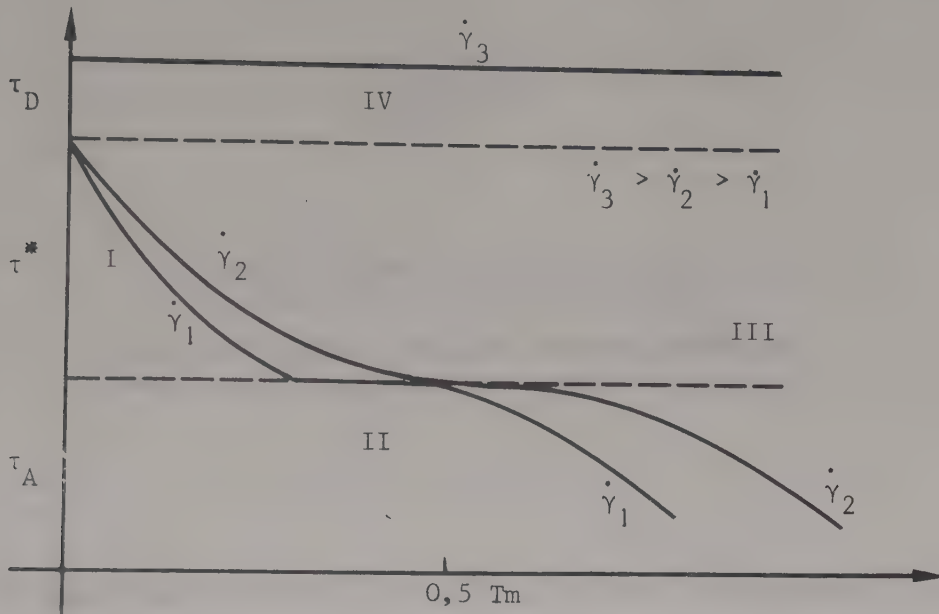


Figure 11

Etude de la contrainte dans le cuivre pour des vitesses de déformation croissantes.

En résumé, le comportement type des métaux quand la vitesse de déformation et la température augmentent est montré dans la figure ci-dessous (29).



Etude de la contrainte en fonction de la température

On distingue quatre régions : la région activée thermiquement, où les dislocations sont momentanément arrêtées aux barrières et leur vitesse moyenne déterminée par la fréquence des activations thermiques au-delà de ces barrières. Quand la vitesse de déformation croît, la période d'arrêt, ou le temps perdu par la dislocation à attendre qu'une activation thermique s'ajoute à la force appliquée, est réduit ; au-delà de $0,5 T_m$ (T_m température de fusion) les mécanismes de diffusion contrôlée dépendent de la vitesse de déformation. Quand la force appliquée est supérieure à la contrainte à $0^\circ K$ dans la région activée thermiquement, les dislocations peuvent surmonter les obstacles instantanément et d'une manière continue sans attendre les fluctuations thermiques. Dans ce cas la vitesse des dislocations est limitée par différents mécanismes d'amortissements.

Chapitre III

AMORTISSEMENT DES DISLOCATIONS

LORS DES DEFORMATIONS AUX GRANDES VITESSES

Si nous considérons la force qui s'oppose au mouvement d'une dislocation, nous faisons intervenir une constante d'amortissement B :

$$\vec{F} = B \cdot \vec{u} = \tau \cdot \vec{b} \quad "1"$$

$\vec{F}$ force agissant par unité de longueur sur la dislocation

$\vec{u}$ vitesse de la dislocation

τ contrainte

$\vec{b}$ vecteur de Burger

B le coefficient d'amortissement, est généralement défini à partir de la théorie de GRANATO-LÜCKE (13).

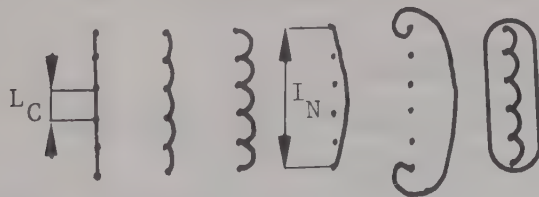


Figure 12

Déformation d'une dislocation lorsqu'on lui applique une contrainte de cisaillement.

Celui-ci suppose qu'un cristal contient avant déformation un réseau

de dislocations de longueur l_N . Entre les longueurs du réseau on suppose que les dislocations sont ancrées par des impuretés, des lacunes ou des agrégats. Celles-ci ont une faible énergie d'ancrage U , mais pour une contrainte faible on suppose qu'elles limitent le mouvement des dislocations.

Avec ce modèle le mouvement des dislocations est gouverné par une équation de la forme :

$$M \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} + B \frac{\partial x}{\partial t} - T \frac{\partial^2 x}{\partial y^2} = F = T_{13} b \quad "2"$$

M masse de la dislocation par unité de longueur

B coefficient d'amortissement

T tension sur la dislocation

T_{13} contrainte de cisaillement appliquée dans le plan de glissement

On prend habituellement $M = \rho b^2$ (ρ densité du milieu).

Les calculs montrent que l'on peut négliger le terme d'accélération devant le terme d'amortissement pour toutes les vitesses atteintes $T = p b^2/2$, p module de cisaillement moyen. Dans le cas présent, le terme de tension n'intervient pas puisque les dislocations ont brisé tous les ancrages et se déplacent librement dans le cristal. On obtient donc finalement :

$$B \partial x / \partial t = T_{13} b \quad "3"$$

$$B = T_{13} b / u \quad "4"$$

Nous avons vu que pour de fortes contraintes les dislocations traversent le cristal sans être arrêtées par les imperfections du réseau, et leur vitesse est surtout limitée par leur interaction avec les ondes électriques et thermiques.

I - INFLUENCE DES ONDES THERMIQUES -

Dans ce cas, on a proposé trois mécanismes :

- l'effet thermoélastique
- l'effet de viscosité des phonons
- la diffusion des phonons.

I.1 - L'EFFET THERMOELASTIQUE ET L'EFFET DE VISCOSITE -

Ce sont deux parties de la même interaction "phonon-champ de contrainte de la dislocation". L'application de la contrainte change les fréquences thermiques du réseau et crée des différences de température entre

les modes phoniques en tout point. La contrainte variant en chaque point du cristal, les différences de température également. Il se produit alors un processus de relaxation en deux étapes pour revenir à l'équilibre thermique du cristal. Tout d'abord les phonons se relaxent pour revenir à une température d'équilibre commune par l'intermédiaire de collisions phonons-phonons. Puis il y a un retour à l'état d'équilibre général isotherme de tout le cristal.

I.1.1 - Effet Thermoélastique

Cette dernière étape, étudiée par ESHELBY (12), est gouvernée par les paramètres macroscopiques du flux de chaleur entre deux points. Les calculs d'ESHELBY conduisent au coefficient d'amortissement :

$$B = \frac{\mu b^2}{2\pi} \rho \frac{C_p - C_v}{10 K} \log \frac{K}{\rho c_p \omega \ell^2} \quad "5"$$

C_p, C_v chaleur spécifique à pression et à volume constant

K conductivité thermique

$\omega/2\pi$ fréquence de l'onde

ℓ longueur de cut off qu'ESHELBY pense être de l'ordre de 10^{-7} cm

En 1960, MASON a calculé le coefficient d'amortissement pour le cuivre à partir de cette formule. Il a trouvé qu'il représente à peine 10 % du coefficient d'amortissement dû à la viscosité des phonons.

I.1.2 - Viscosité des phonons

La première étape de la relaxation a été étudiée par MASON (9).

I.1.2.1 Coefficient de viscosité :

MASON a montré que l'application soudaine d'une contrainte accroît le module d'élasticité d'une quantité :

$$\Delta c = 3E_o \frac{\sum_i (\gamma_i^j)^2}{n} \quad "6"$$

E_o densité d'énergie thermique

γ_i^j nombre de GRÜNEISEN associé au mode i et à la contrainte j

n nombre de modes.

C'est MAXWELL qui le premier a montré que l'augmentation Δc du module d'élasticité, à la suite de l'application d'une contrainte, équivaut à la viscosité η d'un gaz, à cause du temps de relaxation nécessaire pour que les molécules reviennent à leur état d'équilibre.

Ici le temps de relaxation pour équilibrer les différentes températures des phonons est le temps de relaxation thermique :

$$\tau = 3 K_p / \rho C_v \bar{V}^2 \quad "7"$$

K_p conductivité thermique des phonons

C_v chaleur spécifique à volume constant

$\bar{V}$ vitesse moyenne de DEBYE

ρ densité

et la viscosité du gaz équivalent :

$$\eta = \Delta c \cdot \tau = \frac{D E_o K_p}{\rho C_v \bar{V}^2} \quad "8"$$

D constante non linéaire déterminée à partir des nombres de GRÜNEISEN.

Il est nécessaire de distinguer la conductivité thermique du réseau K_p de la conductivité thermique totale K_T , déterminée par le mouvement des électrons (18).

Ce calcul a été fait par KITTEL (19) qui donne :

$$K_e / K_p = \rho C_e \bar{U}_e^2 \tau_{ep} / \rho C_v \bar{V}^2 \tau_{pe} \quad "9"$$

K_p conductivité thermique due aux phonons

K_e conductivité thermique due aux électrons

C_e chaleur spécifique électronique

U_e vitesse de FERMI des électrons = $(3\pi^2 N)^{1/3} \hbar/m$

$\bar{V}$ vitesse moyenne de DEBYE

τ_{ep} / τ_{pe} rapport du temps de relaxation électron-phonon (environ 10^{-2} pour les métaux de bonne pureté)

En utilisant un modèle simple pour les cristaux cubiques, LEIBFRIED et SCHLÖMAN ont estimé K_p (20) :

$$K_p = 3,6 A \theta^3 / \gamma^2 T$$

- a longueur du réseau
A constante = 92,9
 θ température de DEBYE
 γ constante de GRÜNEISEN

Mais cette relation n'est valable que pour $T > \theta$, et elle donne des résultats très incorrects pour la variation de K_p avec la température quand $T < \theta/10$.

- La constante non linéaire D

D'après MASON, elle est donnée par :

$$D = \frac{3 \sum_i E_i (\gamma_i^j)^2 - \gamma^2 \rho C_v T_0}{E_0} \quad "10"$$

E_0 densité d'énergie thermique totale à la température T_0

E_i énergie thermique du mode i

γ_i^j nombre de GRÜNEISEN associé au mode i et à la contrainte S_j

Ainsi la constante D a été évaluée pour le Silicium et le Germanium en employant les 39 modes d'onde se propageant le long des directions $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ et $\langle 111 \rangle$. Les nombres de GRÜNEISEN étant calculés à partir des modules d'élasticité du second ordre et de la mesure des modules d'élasticité du troisième ordre.

$$-\gamma_i^j = u_j u_k + \left(\frac{N_p N_q}{2c} \right) (c_{j k p q} + u_r u_s C_{j k p r q s}) \quad "11"$$

N_p, N_q cosinus directeurs de la direction de propagation

u_j, u_k cosinus directeurs des déplacements de particule

$c_{j k p q}$ constante d'élasticité en notation tensorielle

$C_{j k p r q s}$ module d'élasticité du troisième ordre

c : module d'élasticité contrôlant la propagation de l'onde dans la direction déterminée par N_p, N_q , et par les mouvements de particule u_p, u_s .

Par exemple, pour une onde longitudinale se propageant le long de $\langle 100 \rangle$ avec une contrainte appliquée S_{11} :

$$-\gamma_i^j = 1 + \frac{(c_{IIII} + C_{IIIIII})}{2 c_{II}}$$

que l'on notera :

$$-\gamma_i^j = \frac{3c_{II} + c_{III}}{2 c_{II}}$$

I.1.2.2 Coefficient d'amortissement :

Connaissant la viscosité du gaz de phonons équivalent, on peut ensuite calculer le coefficient d'amortissement en appliquant le principe de la membrane semi-perméable.

La relation entre la force de cisaillement appliquée T_{12} , la contrainte de cisaillement S_{12} , et la vitesse $\dot{S}_{12}$, s'écrit :

$$T_{12} = \mu_o \cdot S_{12} + \eta \cdot \dot{S}_{12} \quad "12"$$

L'énergie perdue dans un volume élémentaire :

$$(T_{12} \cdot \dot{S}_{12}) dx dy dz = (\mu_o \cdot S_{12} \cdot \dot{S}_{12} + \eta \dot{S}_{12}^2) dx dy dz \quad "13"$$

Dislocation-vis :

Dans le cas le plus simple de la dislocation-vis, la contrainte en coordonnées cylindriques s'écrit :

$$S_{\theta z} = b/2\pi r \quad "14"$$

r = distance à partir du centre de la dislocation.

Considérons un élément de volume fixe dans l'espace. Si la dislocation se déplace à la vitesse u , la valeur de r_1 (distance à un point P à l'angle θ) change en r_2 :

$$r_2 = (r_1^2 + (udt)^2 - 2r_1(udt)\cos \theta)^{1/2}$$

$$r_2 = r_1 \left(1 - \frac{udt}{r_1} \cos \theta\right) \quad "15"$$

La variation de la contrainte de cisaillement est alors :

$$\Delta S_{\theta z} = \frac{b}{2\pi} \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1}\right) \quad "16"$$

$$\frac{\Delta S_{\theta z}}{\Delta t} = \dot{S}_{\theta z} = \frac{\frac{b}{2\pi} \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1}\right)}{dt}$$

$$\dot{S}_{\theta z} = \frac{b}{2\pi} \frac{u \cos \theta}{r_1^2} \quad "17"$$

L'énergie dissipée est :

$$T_{\theta z} \cdot \dot{S}_{\theta z} = \eta \dot{S}_{\theta z}^2$$

En intégrant sur un cylindre de longueur unité, entourant la dislocation :

$$W = \frac{b^2 u^2 \eta}{4\pi^2} \int_0^\infty r dr \int_0^{2\pi} \frac{\cos^2 \theta}{r^4} d\theta = \frac{b^2 u^2 \eta}{8\pi a_o^2} \quad "18"$$

a_o rayon du coeur de la dislocation.

Or, $F = T_{13}b = uB$, et l'énergie dissipée $W = F.u$, donc :

$$W = u^2 B = \frac{b^2 u^2 \eta}{8\pi a_o^2}$$

$$\boxed{B = \frac{b^2 \eta}{8\pi a_o^2}} \quad "19"$$

Dans le cas d'une dislocation-coin, les calculs de COTTRELL (16) montrent que :

$$S_{r\theta} = \frac{b \cos \theta}{2\pi r(1-\sigma)}$$

$$\Delta S_{r\theta} = S_{rr} + S_{\theta\theta} + S_{zz} = - \frac{\mu b \sin \theta}{3\pi K(1-\sigma)\gamma} \quad "20"$$

$K = \lambda + 2\mu/3$ λ, μ coefficients de LAME

σ = coefficient de POISSON

La dislocation subit une perte d'énergie due à la viscosité de cisaillement η , et une perte due à la viscosité de compression χ . Celles-ci sont évaluées comme précédemment, et l'on trouve :

$$W = \frac{3}{4} \left(\frac{b^2 \eta u^2}{8\pi(1-\sigma)^2 a_o^2} \right) + \frac{1}{72\pi} \left(\frac{\mu^2 u^2 \chi}{K^2(1-\sigma)^2 a_o^2} \right) \quad "21"$$

$$\boxed{B = \frac{3}{4} \frac{b^2 \eta}{8\pi(1-\sigma)^2 a_o^2} + \frac{1}{72\pi} \frac{\mu^2 \chi}{K^2(1-\sigma)^2 a_o^2}} \quad "22"$$

La valeur de B dépend du coeur de la dislocation a_o . Si les dislocations se déplacent relativement lentement (vitesse très inférieure à la vitesse du son) a_o peut être déterminée par la non-linéarité des

constantes d'élasticité. MASON (17) estime dans ce cas que a_0 est de l'ordre de $3b/4$.

I.2 - DIFFUSION DES PHONONS -

La théorie de LEIBFRIED (17) considère deux sources de diffusion :

- la diffusion des phonons thermiques par le champ de contrainte d'une dislocation en mouvement,

- la diffusion par les vibrations de la dislocation.

Le premier processus conduit à une contrainte de freinage qui est de l'ordre de $\frac{E_0}{60} \times \frac{V}{c}$

E_0 densité d'énergie thermique

V vitesse de dislocation

c vitesse du son

le second, une contrainte de l'ordre de $\frac{E_0}{10} \times \frac{V}{c}$

Dans le calcul on suppose que le flux isotrope de phonons incident sur la dislocation n'est pas modifié par les diffusions phonons-phonons.

A la suite de ce travail, LOTHE (15) a évalué le coefficient d'amortissement :

$$B = a E_0 / 10 V_s \quad "23"$$

a paramètre du réseau

V_s vitesse de l'onde de cisaillement

II - INFLUENCE DES ONDES ELECTRIQUES -

MASON a décrit les interactions électrons - dislocations par un mécanisme du même type que celui étudié pour les interactions phonons-dislocations.

PIPPARD a montré que les champs électriques et magnétiques produits par une onde de contrainte dans un métal obligent les électrons à se déplacer de manière à maintenir un courant neutre. Le résultat est que les électrons donnent une vitesse égale à la vitesse de la particule de l'onde. Le moment imparti aux électrons peut être échangé entre des surfaces se déplaçant à des

vitesses peu différentes et produit une viscosité électronique qui peut amortir une onde se propageant dans le métal.

MASON, PIPPARD et MORSE ont calculé le coefficient de viscosité pour une surface de Fermi sphérique :

$$\eta = 9.10^{11} \hbar^2 (3\pi^2 N)^{2/3} / 5 e^2 \rho \quad "24"$$

$$\hbar = h/2\pi$$

N nombre d'électrons par cm^3

e charge électronique

ρ résistivité

On relie le coefficient d'amortissement à la viscosité en appliquant les formules établies précédemment pour les dislocations vis et coin. La valeur de B dépend encore du rayon du coeur de la dislocation. BLOUNT (42) a montré que la contrainte devenant très grande près de la dislocation, il y a saturation de l'amortissement.

La condition de saturation établie par BLOUNT est :

$$q \lambda_e S E / m v^2 \sim 1 \quad "25"$$

q nombre d'ondes

λ_e, m, v libre parcours moyen, masse et vitesse de l'électron

Dans le cas d'un potentiel de déformation E de l'ordre de 5 eV (généralement associé à une surface de Fermi sphérique), ceci correspond à une contrainte S de 5.10^{-2} , équivalent à un rayon a_0 de 10^{-7} cm.

Chapitre IV

MÉTHODES EXPERIMENTALES

Le mouvement des dislocations dans les métaux a été étudié en appliquant un assez grand nombre de techniques. Les plus répandues actuellement sont :

- la méthode de la force pulsée, due à JOHNSTON et GILMAN (43)
- la méthode d'atténuation des ultrasons due à MASON (17).

I - METHODE DE LA FORCE PULSEE -

I.1 - L'EXPERIENCE -

JOHNSTON et GILMAN ont utilisé la méthode des figures d'attaque pour repérer la position des dislocations avant et après l'application d'une force pulsée. On peut ainsi mesurer la longueur du déplacement de la dislocation et, connaissant la durée de l'application de la force, calculer la vitesse moyenne de la dislocation.

C'est ainsi que les expériences de JOHNSON et GILMAN sur le Fluorure de Lithium leur ont permis de mesurer la vitesse des dislocations vis et coin en fonction de l'intensité de la force appliquée (fig.13). On voit ici que pour une contrainte inférieure à $5 \cdot 10^7$ dynes/cm² le déplacement de la dislocation au cours d'une pulsation est trop faible pour être mesuré par cette technique. Cependant, on a montré que les dislocations se déplacent pour des contraintes plus faibles encore.

Entre $5 \cdot 10^7$ et $2 \cdot 10^8$ la vitesse des dislocations est déterminée par le croisement des dislocations avec une forêt, ce qui entraîne la

création de crans (9).

Quand la force appliquée dépasse $2 \cdot 10^8$, les dislocations se déplacent à peu près librement dans la forêt de dislocations et sont ralenties par des obstructions du type atomes d'impuretés...

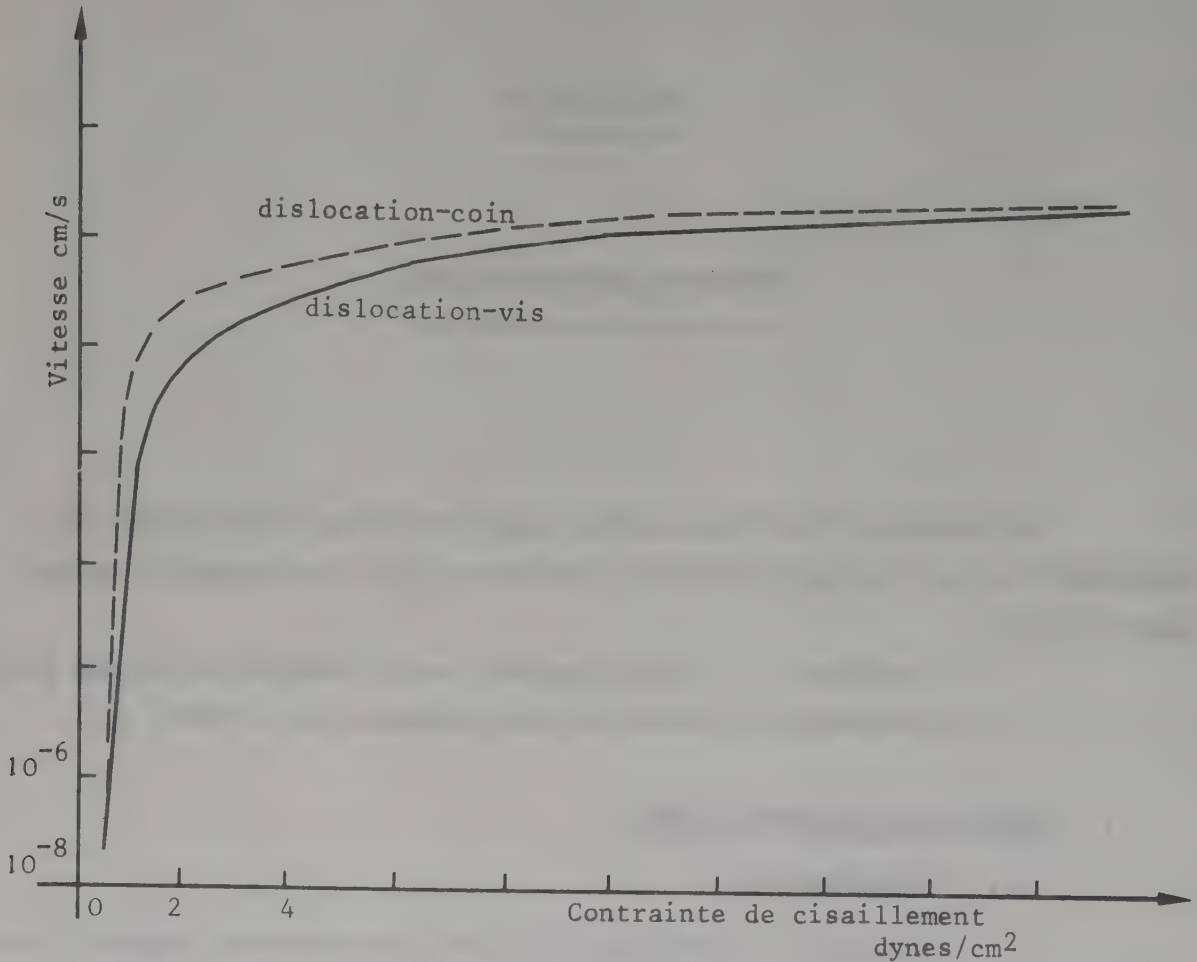


Figure 13

Vitesse des dislocations vis et coin

Au-delà de $7 \cdot 10^8$ enfin, apparaît le phénomène d'amortissement des dislocations. On obtient une relation linéaire aux environs de $12 \cdot 10^8$ dynes/cm².

I.2 - LE MODELE -

Le coefficient d'amortissement B est défini sur la base du modèle de la corde vibrante (13). Dans ce modèle on considère qu'il y a un réseau de dislocations de longueur l_N . Entre les points d'intersection des dislocations, on suppose que celles-ci sont ancrées par des atomes d'impuretés ou des lacunes.

Avec ce modèle nous avons vu que le mouvement des dislocations est gouverné par une équation de la forme :

$$M \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} + B \frac{\partial x}{\partial t} - T \frac{\partial^2 x}{\partial y^2} = F = T_{13} b \quad "1"$$

M masse de la dislocation par unité de longueur

T tension sur la dislocation (qui est négligeable)

T_{13} contrainte appliquée dans le plan de glissement

Les calculs ont montré que le terme d'accélération peut être négligé devant le terme d'amortissement. D'où :

$$B \frac{\partial x}{\partial t} = T_{13} b \quad B = T_{13} b / u \quad "2"$$

où u est la vitesse de la dislocation.

Cette méthode permet de connaître les positions finales et initiales des dislocations quand elles émergent à la surface du cristal, mais ne donne aucun renseignement sur le mouvement à l'intérieur.

II - METHODE D'ATTENUATION DES ULTRASONS -

II.1 - L'EXPERIENCE -

Celle-ci est sensiblement différente suivant la fréquence des vibrations auxquelles est soumis le cristal.

- Aux basses fréquences on utilise une technique de résonance (fig.14).

Un quartz piezoélectrique excite le système résonnant formé de :

- l'échantillon
- la jauge
- deux barres d'acier permettant

de soumettre l'échantillon à une contrainte constante pendant les vibrations.

On mesure la variation de la fréquence due à cet ensemble en fonction de l'amplitude des vibrations, ainsi que la largeur du pic de résonance.

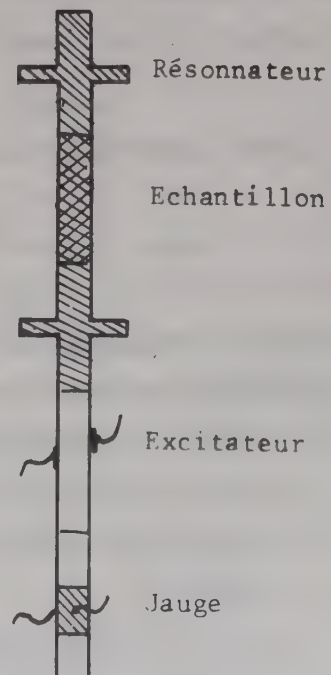


Figure 14

- Dans le cas des hautes fréquences, on utilise une technique de pulsations.

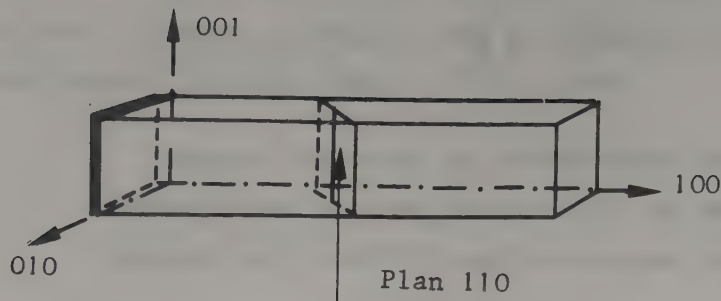


Figure 15

On applique une courte pulsation de très haute fréquence à un fin quartz piézoélectrique fixé à l'échantillon (fig.15). Cette onde est réfléchié devant et derrière aux deux extrémités de la barre. L'atténuation est déterminée par la vitesse à laquelle l'onde s'éteint.

II.2 - LE MODELE -

Ici encore le modèle le plus utilisé est basé sur la théorie de Granato-Lücke (fig.12). Le mouvement des dislocations étant régi par l'équation "1".

Dans des cristaux de grande pureté, les dislocations ont une fréquence de résonance de l'ordre de 10^9 c/s. Si l'on suppose que la longueur du segment de dislocation est à peu près 1μ . Les mesures faites jusqu'à présent n'ont jamais pu faire apparaître cet effet de résonance.

Lorsque la friction interne est indépendante de l'amplitude, l'équation donnée par Granato-Lücke pour le décrément est :

$$\Delta = \frac{\Delta W}{2W} = \Omega \Delta_0 \Lambda L^2 \frac{\omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad \text{"3"}$$

ΔW perte d'énergie au cours d'un cycle

W énergie totale de vibration du spécimen

Ω facteur d'orientation

Λ densité de dislocation

L longueur du segment

$\Delta_0 = 8Gb/\pi^3 T$

G module de cisaillement

$\tau = BL^2/\pi^2 T$

ω fréquence angulaire de la contrainte appliquée.

La fréquence et le décrément maximum sont donc :

$$\Delta_m = \Omega \Delta_o \Lambda L^2/2 \quad "4"$$

$$f_m = 1/2\pi T = \pi T/2BL^2 \quad "5"$$

Pour une fréquence supérieure à f_m , on obtient :

$$\Delta \rightarrow \Delta_\infty = 4\pi^2 \Omega G b^2 \frac{\Lambda}{B} \frac{1}{f} \quad "6"$$

On peut donc mesurer B de la manière suivante :

- tracer la courbe friction interne indépendante de l'amplitude en fonction de la fréquence,
- en déduire la valeur asymptotique de Δ aux hautes fréquences,
- d'où la valeur de B.

Dans ces calculs on a supposé que les dislocations sont sous forme de boucles simples de longueur L constante. Si la dislocation est formée de plusieurs boucles et L distribué exponentiellement :

$$N(l) dl = \frac{\bar{N}}{L} e^{-l/L} dl \quad "7"$$

le décrément et la fréquence maximale deviennent :

$$\Delta_m = 2,2 \Omega \Delta_o \Lambda L^2 \quad "8"$$

$$f_m = 0,084 \pi T/2BL^2 \quad "9"$$

II.3 - SUZUKI, IKUSHIMA ET AOKI (38) -

Ils ont appliqué cette méthode pour étudier la force de friction agissant sur des dislocations en mouvement rapide. Dans le cas du cuivre, ils ont utilisé un métal de très grande pureté. La croissance du monocristal se faisant suivant la méthode de CZOCHRALSKY dans une atmosphère d'argon. Le cristal est découpé parallèlement au plan (III) puis maintenu à 950°C pendant trois heures. On le déforme en le compressant parallèlement à la direction (III). On le soumet à des ondes acoustiques de fréquence variable et on obtient la courbe ci-après.

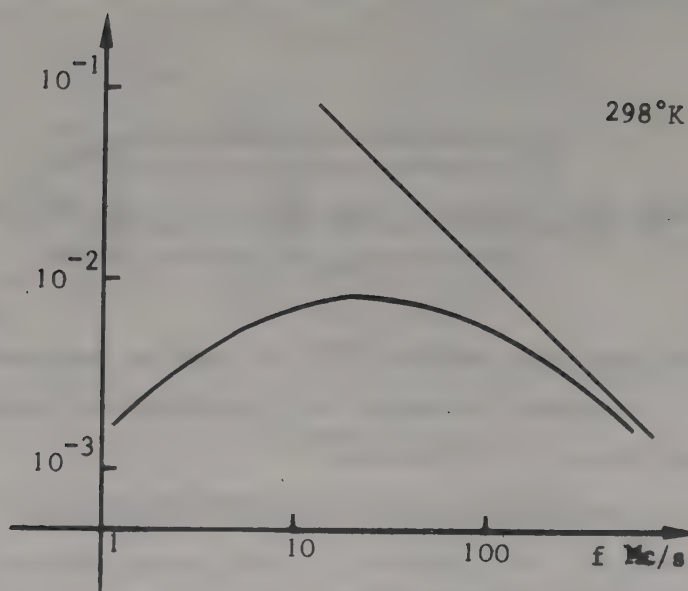


Figure 16

Amortissement des ultrasons en fonction de la fréquence

A 10^8 c/s, on en déduit :

$$\Delta_{\infty} = 1,1 \cdot 10^{-2}$$

Afin de calculer la densité des dislocations, on polit le cristal avec de l'acide nitrique concentré, puis on l'attaque avec un réactif de Livingstone ; on obtient ainsi :

$$\Lambda(\text{cm}^{-2}) = 3 \cdot 10^6$$

ce qui permet de calculer le coefficient d'amortissement dans ces conditions :

$$B = 2,7 \cdot 10^{-5} \text{ dynes.s/cm}^2$$

Chapitre V

ETUDE DU COEFFICIENT D'AMORTISSEMENT

EN FONCTION DE LA TEMPERATURE

I - ALUMINIUM -

I.1 - DIFFUSION DES PHONONS -

D'après la formule de LEIBFRIED :

$$B = a E_o / 10 V_s$$

$$a = 4,05.10^{-8} \text{ cm}$$

$$V_s = 3,17.10^5 \text{ cm/s}$$

$$\theta_d = 430^\circ \text{K}$$

I.2 - VISCOSITE DUE AUX PHONONS -

Si l'on prend : $a_o \approx 3b/4$

$$b = 2,86.10^{-8} \text{ cm}$$

d'où : $B = 0,071 (D E_o K_p / \rho C_v \bar{V}^2)$

Le module d'élasticité du troisième ordre de l'Aluminium n'ayant pas été calculé, on ne peut évaluer directement la constante non linéaire D. MASON et ROSENBERG (22) avaient choisi $D = 3,95$; mais ceci est déjà en désaccord avec les expériences de BORMAN, WOOD et VREELAND (23).

FERGUSON, KUMAR et DORN (18) suggèrent la valeur de 15, considérant les résultats obtenus pour le Cadmium et le Cuivre (respectivement

75 et 42,6) que nous adopterons pour le moment :

$$\bar{v} = 3,59.10^5 \text{ cm/s}$$

Pour les très basses températures, nous calculerons K_p en appliquant la formule de KITTEL.

$$C_e = 1,46.10^3.T$$

$$\bar{U}_e = 1,43.10^8 \text{ cm/s}$$

E_o et C_v sont calculés à partir des tables de l'Américan Institute of Physics Handboock (33).

I.3 - VISCOSITE DUE AUX PHONONS -

MASON estime qu'une valeur raisonnable de a_o est 10^{-7} cm ; le coefficient d'amortissement est donc :

$$B = 3,25.10^{-3} \left(\frac{9.10^{11} \hbar^2 (3\pi^2 N)^{2/3}}{5e^2 \rho} \right)$$

$$\hbar = 1,054.10^{-27} \text{ erg.s.}$$

$$N = 6,06.10^{22} \text{ cm}^{-3}$$

$$e = 4,8.10^{-10}$$

I.4 - RESULTATS EXPERIMENTAUX -

La plupart des mesures de B sont faites par l'intermédiaire de l'étude de l'amortissement des ultrasons. Ceux-ci traversent les cristaux à des fréquences de quelques kilocycles. E. LAX (31) en 1959 a étudié l'atténuation d'ondes acoustiques entre 4 et 70°K. On voit que si l'on rapporte la mesure à 4°K à la valeur calculée de B , la concordance des points est assez bonne jusqu'à 50°K.

Les expériences de HUTCHINSON et ROGERS (40) ont été faites également à partir de l'amortissement des ultrasons dans des polycristaux d'aluminium de haute pureté. Si l'on calcule B à la suite de ces mesures, en prenant $B(300^\circ\text{K}) = 2.10^{-3} \text{ d.S/cm}^2$ on constate que l'amortissement dû à la viscosité électronique, bien qu'apparaissant dans la courbe $B(T)$, est nettement moins important que celui obtenu par la théorie (mais la méthode ne donnant pas la valeur absolue de B , on doit "choisir" celle-ci pour une température donnée). De plus, l'influence des impuretés sur la résistivité est prépondérante aux basses températures.

En 1966, MASON et ROSENBERG (22) ont également mesuré l'atténuation des ultrasons dans des monocristaux d'aluminium. Ces travaux ont été faits pour des températures variant de 66°K à 300°K. Là encore, ne connaissant pas la densité des dislocations, on ne peut déterminer la valeur absolue de B. Les valeurs calculées en prenant $B(300^{\circ}\text{K}) = 2.10^{-3} \text{ dyne.s/cm}^2$ comme précédemment, sont légèrement supérieures à la valeur théorique, et le minimum de B a lieu aux environs de 120°K, alors que théoriquement le plateau est situé vers 80°K.

FERGUSON, KUMAR et DORN (18) ont étudié l'influence de la température et de la vitesse de déformation sur la contrainte de cisaillement critique de monocristaux d'aluminium.

La vitesse de déformation était de l'ordre de 10^4 s^{-1} .

Les mesures ont été faites entre 20°K et 500°K.

Si l'on prend toujours $B(300^{\circ}\text{K}) = 2.10^{-3} \text{ dyne.S/cm}^2$ (c'est-à-dire, si l'on suppose que la densité des dislocations mobiles ρ est constante et égale à 2.10^8 cm^{-2}), on obtient pour 20°K une valeur expérimentale qui coïncide assez bien avec la valeur théorique (Tableau 1 ; figure 17).

T	C_v	E_o	$\frac{DE_o}{C_v \bar{V}^2}$	K	ρ	B_{dp}	B_{pv}	B_{ev}
$^{\circ}K$	$\frac{\text{cal.}}{\text{mole } ^{\circ}K}$	$\frac{\text{erg}}{\text{cm}^3}$			$\Omega \cdot \text{cm}$	$\frac{\text{dyne.s.}}{\text{cm}^2}$	$\frac{\text{dyne.s.}}{\text{cm}^2}$	$\frac{\text{dyne.s.}}{\text{cm}^2}$
		$\cdot 10^8$	$\cdot 10^{10}$	$\cdot 10^{-7}$	$\cdot 10^{-8}$	$\cdot 10^5$	$\cdot 10^3$	$\cdot 10^3$
4					0,53			7,9
10					0,53			7,9
20					0,67			6,24
30	0,159	0,130	8,55	0,2	1,18	0,0153	0,121	3,54
40	0,368	0,3	11,7	0,259	2,86	0,038	0,19	1,46
50	0,683	0,473	15,77	0,258	6,66	0,061	0,28	0,628
60	1,07	0,91	18,9	0,264	11,12	0,116	0,35	0,376
70	1,51	1,34	23,15	0,261	20	0,171	0,41	0,209
80	1,95	2,165	28,55	0,241	34	0,277	0,47	0,123
90	2,36	3,4	34,1	0,222	45	0,435	0,54	0,093
100	2,74	4,58	40,1	0,212	56	0,586	0,60	0,075
125	3,52	8,7	56,8	0,183	84	1,11	0,72	0,05
150	4,09	12,9	76,1	0,157	117	1,65	0,85	0,036
175	4,48	17,1	97	0,135	144	2,18	0,93	0,029
200	4,79	22,2	119,2	0,118	180	2,84	1,00	0,023
250	5,16	33,2	166	0,085	230	4,24	1,11	0,018
300	5,39	44,25	217,5	0,077	280	5,65	1,20	0,015

Tableau 1

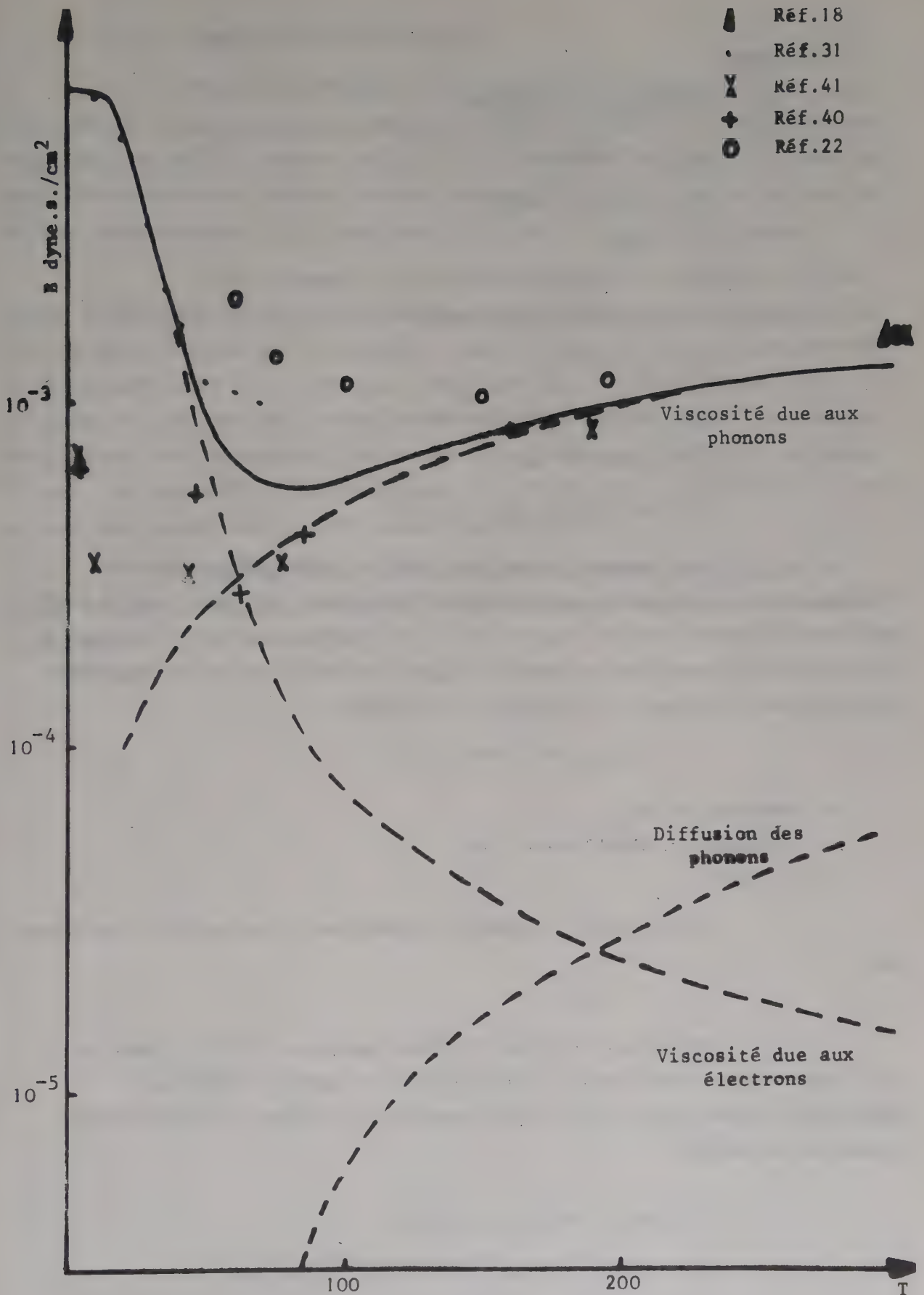


Figure 17

ALUMINIUM Variation du coefficient d'amortissement avec la température

II - PLOMB -

II.1 - DIFFUSION DES PHONONS -

$$a = 4,95 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$$

$$V_s = 0,86 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$$

$$\theta = 105^\circ \text{K}$$

II.2 - VISCOSITE DUE AUX PHONONS -

$$b = 3,5 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$$

$$a_o \approx 3b/4 = 2,62 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$$

$$\bar{V} = 0,953 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$$

$$B = 0,071 (D E_o K_p / \rho C_v \bar{V}^2)$$

Les mesures faites par MASON et ROSENBERG en étudiant l'atténuation des ultrasons dans le plomb permettent de penser que la constante non linéaire D est de l'ordre de 1. Il n'existe que peu de mesures de la conductivité thermique du réseau. On peut en avoir une valeur approchée en appliquant la formule de LEIBFRIED et SCHLÖMAN :

$$K_w / \text{cm}^2 = 3,6 a A \theta^3 / \gamma^2 T$$

$$A \text{ constante} = 92,9$$

$$\gamma \text{ constante de GRÜNEISEN} = 2,65$$

$$K = 2,75/T$$

Cette formule tendant à surestimer la valeur de K, on prendra :

$$K = 2/T$$

De plus, elle n'est valable que pour $T > \theta/10$. Nous ne l'utiliserons donc que jusqu'à 20°K . Quelques mesures de OLSEN et MONTGOMERY faites entre 4°K et 10°K permettant de fixer la partie inférieure de la courbe.

II.3 - VISCOSITE DUE AUX ELECTRONS -

$$B = 4,9 \cdot 10^{-3} (9 \cdot 10^{11} \hbar^2 (2\pi^2 N)^{2/3} / 5 e^2 \rho)$$

$$N = 3,3 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$$

$$B = 4,2 \cdot 10^{-11} / \rho$$

II.4 - RESULTATS EXPERIMENTAUX -

MASON et ROSENBERG (34) ont mesuré l'atténuation des ultrasons dans des monocristaux de plomb entre 60°K et 300°K. Si l'on prend comme valeur de B à 300°K la valeur calculée théoriquement en faisant la somme des effets dispersion des phonons et amortissement visqueux, on voit que les résultats expérimentaux coïncident assez bien avec la courbe théorique.

Plus récemment, en 1969, PARAMESWARAN et WEERTMAN (35) ont étudié la mobilité des dislocations dans les monocristaux de plomb. Ils ont utilisé une technique de "pulsations". Les dislocations étaient contraintes au déplacement dans le cristal par l'application d'une force pulsée de 10^8 dynes/cm² pendant quelques microsecondes. Ils en ont déduit les vitesses des dislocations en mesurant les bandes de glissement créées dans les échantillons. Ces mesures ont été faites entre 4,2°K et 300°K. Là encore, les résultats sont assez proches des valeurs expérimentales.

Dans le calcul de la viscosité phonique, le choix de la valeur 1 pour la constante D est ainsi justifié par l'expérience (Tableau 2 ; figure 18).

T	C_v	E_o	$\frac{DE_o}{C_v \bar{V}^2}$	K	ρ	B_{dp}	B_{pv}	B_{ev}
°K	$\frac{\text{cal.}}{\text{mole } ^\circ\text{K}}$	$\frac{\text{erg}}{\text{cm}^3}$			$\Omega \cdot \text{cm}$	$\frac{\text{dyne.s.}}{\text{cm}^2}$	$\frac{\text{dyne.s.}}{\text{cm}^2}$	$\frac{\text{dyne.s.}}{\text{cm}^2}$
		$\cdot 10^8$	$\cdot 10^8$	$\cdot 10^{-7}$	$\cdot 10^{-6}$	$\cdot 10^5$	$\cdot 10^3$	$\cdot 10^3$
2					0,005			8,4
4					0,0063			6,66
6					0,013			3,23
8					0,03			1,4
10	0,394	0,089	1,14	0,15	0,065	0,014	0,032	0,646
12					0,13			0,323
14					0,23			0,182
16					0,35			0,12
18					0,46			0,091
20	2,015	1,24	3,1	0,1	0,58	0,198	0,058	0,073
22					0,71			0,059
30	3,46	3,76	5,48	0,066	1,3	0,60	0,067	0,032
40	4,33	7,25	8,56	0,05	2,0	1,16	0,078	0,021
50	4,83	11,5	11,95	0,04	3	1,83	0,089	0,014
60	5,135	16	15,75	0,033	3,8	2,5	0,096	0,011
70	5,34	22,8	19,7	0,0286	4,6	3,3	0,104	0,0092
80	5,475	25,7	23,8	0,025	5,4	4,1	0,11	0,0078
90	5,57	30,6	27,85	0,022	6,2	4,9	0,114	0,0068
100	5,655	35,9	31,98	0,02	7	5,7	0,119	0,006
125	5,755	48,8	42,8	0,016	9,1	7,8	0,127	0,0046
150	5,81	62	53,8	0,0133	11,3	9,9	0,132	0,0037
175	5,85	75,4	65	0,0114	13,4	12	0,137	0,0031
200	5,875	88,8	76	0,01	15	14,1	0,141	0,0028
250	5,905	116	99	0,008	19	18,5	0,147	0,0022
300	5,92	143	122	0,006	29	23,2	0,151	0,0015

Tableau 2

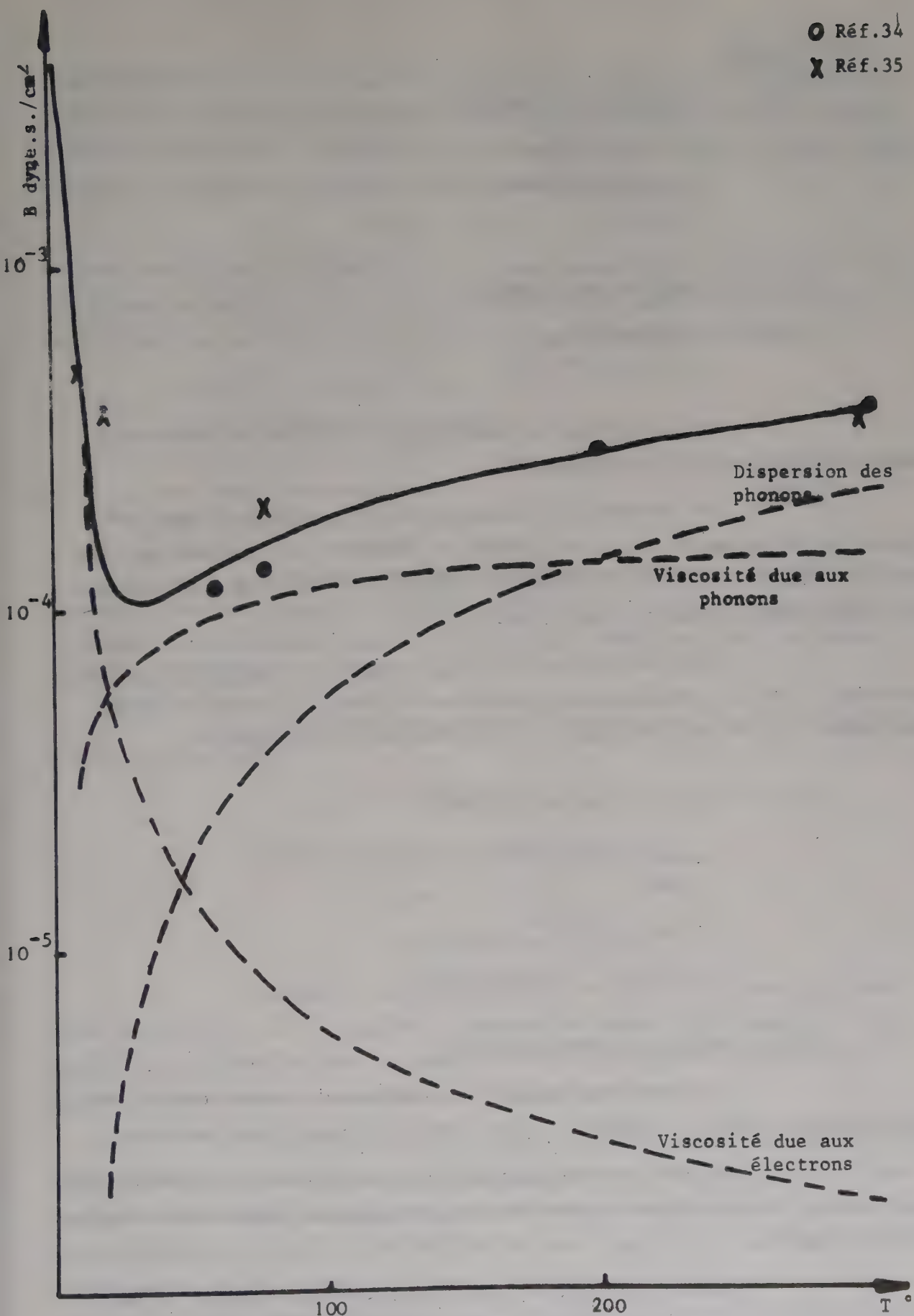


Figure 18

PLOMB Variation du coefficient d'amortissement avec la température

III - CUIVRE -

III.1 - DIFFUSION DES PHONONS -

$$\begin{aligned} a &= 3,61.10^{-8} \text{ cm} \\ V_s &= 2,35.10^5 \text{ cm/s} \\ \theta &= 345^\circ\text{K} \end{aligned}$$

III.2 - VISCOSITE DES PHONONS -

$$\begin{aligned} b &= 2,56.10^{-8} \text{ cm} \\ a_o &= 1,92.10^{-8} \text{ cm} \end{aligned}$$

Nous déduirons la conductivité thermique du réseau des mesures faites par WHITE et WOODS (39).

Les mesures et évaluations de la constante D sont nombreuses et discordantes : en 1961, ALERS et THOMPSON (36) estiment qu'elle est de l'ordre de 8 ; en 1962, STERN et GRANATO (37) trouvent 6,5 ; un peu plus tard, SUZUKI aboutit a une valeur de 0,79.

Nous calculerons donc B/D, donnant à D la valeur I, nous réservant ainsi la possibilité de prendre un chiffre qui permet de mieux rapprocher les courbes théoriques et les résultats expérimentaux.

III.3 - VISCOSITE DUE AUX ELECTRONS -

$$\begin{aligned} B &= \frac{b^2}{8\pi a_o^2} \cdot (9.10^{11} \text{ h}^2 (3\pi^2 N)^{2/3} / 5 e^2 \rho) \\ N &= 8,5.10^{22} \text{ cm}^{-3} \\ B &= 4,21.10^{-11} / \rho \text{ dyne.s./cm}^2 \end{aligned}$$

III.4 - RESULTATS EXPERIMENTAUX -

Les premières mesures du coefficient d'amortissement ont été faites par STERN et GRANATO (37) en 1958, à la température ambiante.

En 1961, une étude plus complète de ALERS et THOMPSON (36). Ils mesurent l'atténuation d'ondes acoustiques pour des températures variant de 20°K à 300°K.

SUZUKI, IKUSHIMA et AOKI enfin (38) ont utilisé la même méthode pour calculer la constante d'amortissement à 77°K et 300°K.

Le résultat de STERN et GRANATO représente la somme de

l'amortissement du à la dispersion des phonons et du double de l'amortissement du à la viscosité des phonons. Ceci permet de penser que la constante D est de l'ordre de 2. D'autre part, on constate que, même aux basses températures, les mesures se placent sur la courbe théorique :

$$(B_{dp} + 2B_{vp})$$

faisant apparaître la disparition de l'amortissement du à la viscosité des électrons. La valeur de la viscosité a été définie dans le cas de métaux dont la surface de Fermi est sphérique par MASON, MORSE et PIPPARD.

$$\eta = 9.10^{11} n^2 (3\pi^2 N)^{2/3} / 5 e^2 \rho$$

$$n = h/2\pi \text{ constante de Planck}$$

$$N = \text{densité d'électrons}$$

$$e = \text{charge électronique}$$

$$\rho = \text{résistivité}$$

Tous trois ont montré que cette formule s'accorde assez bien avec les résultats expérimentaux pour tous les métaux dont la surface de Fermi est suffisamment proche d'une surface sphérique. Ceci en particulier pour le cuivre, le plomb, l'étain...

On a vu que dans le cas d'une dislocation-vis la constante d'amortissement est :

$$B = b^2 \eta / 8 \pi a_0^2$$

Dans le cas d'une dislocation-coin :

$$B = \frac{3}{4} (b^2 \eta / 8 \pi (1-\sigma)^2 a_0^2)$$

$$\sigma = \text{coefficient de Poisson}$$

La valeur de B dépend donc du rayon de coupure a_0 . Etant donné que près de la dislocation la contrainte devient très grande, le potentiel de déformation dans ce domaine n'est pas linéaire. BLOUNT (42) a montré qu'il y a alors saturation de l'amortissement.

Pour calculer a_0 , il faut connaître exactement la surface de Fermi et ses déformations lorsqu'on applique une force extérieure. Dans le cas du cuivre (21) un potentiel de déformation de l'ordre de 4,5 eV. (qui est généralement associé à une surface de Fermi sphérique) entraîne la plus grande partie de la surface de Fermi à l'intérieur de la première zone de Brillouin. Il y a donc saturation de l'effet du à la viscosité des électrons et a_0 est tel que B_{ve} est négligeable devant B_{vp} (Tableau 3 ; Figure 19).

T	C_v	E_o	$\frac{E_o}{C_v \bar{V}^2}$	K	ρ	B_{dp}	B_{vp}	B_{ve}
°K	$\frac{\text{cal}}{\text{mole.}^\circ\text{K}}$	$\frac{\text{erg}}{\text{cm}^3}$		$\frac{\text{erg}}{\text{cm}^2}$	$\Omega.\text{cm}$	$\frac{\text{dyne.s.}}{\text{cm}^2}$	$\frac{\text{dyne.s.}}{\text{cm}^2}$	$\frac{\text{dyne.s.}}{\text{cm}^2}$
		$.10^8$	$.10^{10}$	$.10^{-7}$	$.10^6$	$.10^5$	$.10^4$	$.10^3$
15					0,0064			6,59
20					0,0071			5,94
25					0,0088			4,79
30	0,375	0,126	1,05	0,6	0,0126	0,0194	0,445	3,35
40	0,675	0,401	1,505	0,595	0,0283	0,0618	0,632	1,49
50	1,18	0,895	1,92	0,568	0,056	0,138	0,77	0,754
60	1,72	1,7	2,5	0,504	0,101	0,261	0,89	0,46
70	2,24	2,78	3,135	0,461	0,16	0,428	1,02	0,264
80	2,73	4,8	3,875	0,41	0,22	0,642	1,12	0,192
90	3,15	5,78	4,64	0,366	0,28	0,89	1,2	0,15
100	3,51	7,48	5,48	0,335	0,35	1,15	1,3	0,12
125	4,18	12,85	7,76	0,276	0,53	1,97	1,515	0,079
150	4,64	19,4	10,7	0,236	0,705	2,98	1,68	0,06
175	4,94	25,6	13,15	0,204	0,88	3,94	1,89	0,048
200	5,16	32,6	15,95	0,178	1,05	5	2	0,04
250	5,42	47,2	22	0,142	1,4	7,25	2,21	0,04
300	5,58	62,5	28,25	0,118	1,74	9,6	2,36	0,024

Tableau 3

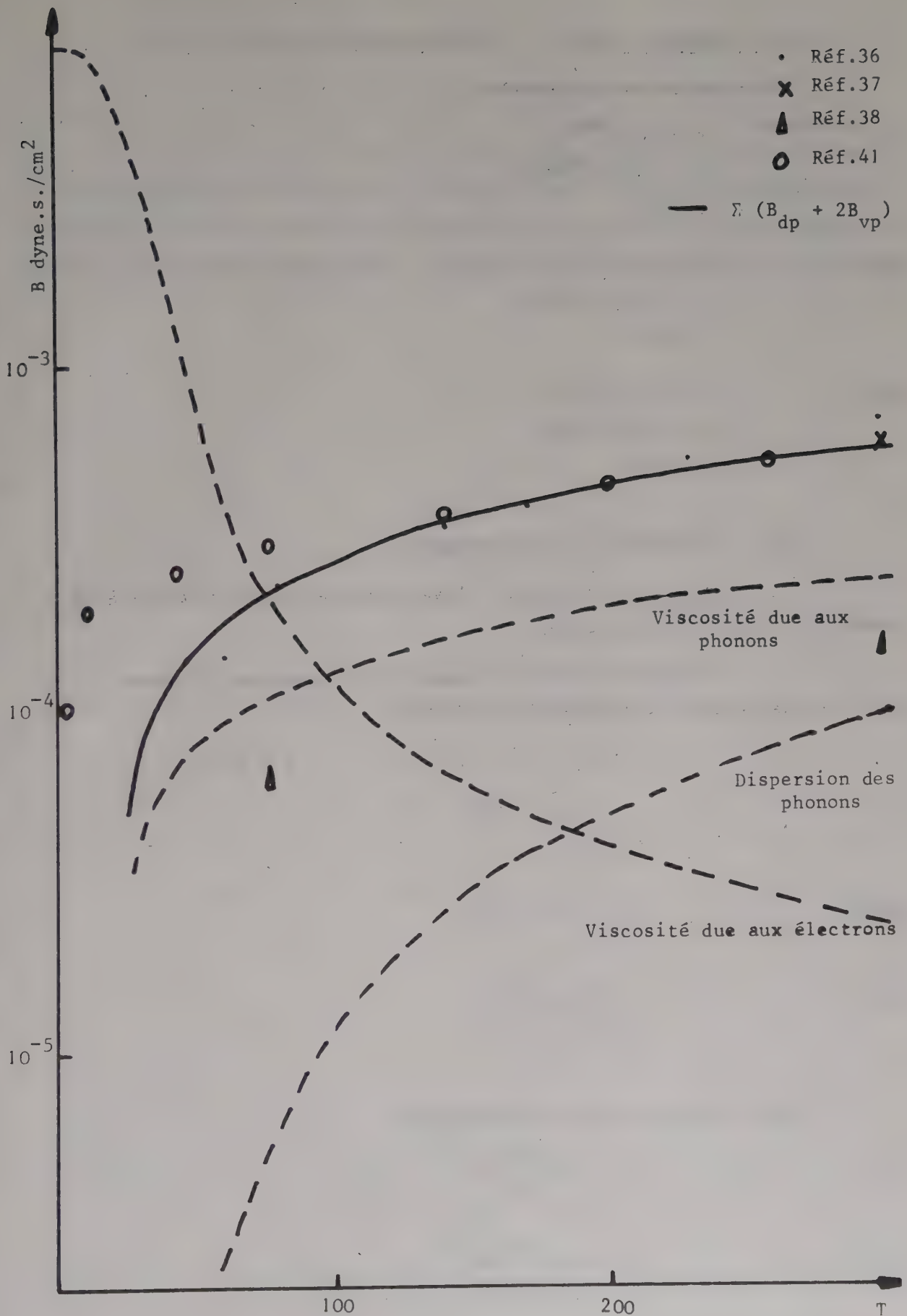


Figure 19

CUIVRE Variation du coefficient d'amortissement avec la température

IV - OR - ARGENT - ZINC -

IV.1- DIFFUSION DES PHONONS -

Or

$$a = 4,08.10^{-8} \text{ cm}$$

$$V_s = 1,239.10^5 \text{ cm/s}$$

$$\theta = 163^\circ \text{K}$$

Argent

$$a = 4,08.10^{-8} \text{ cm}$$

$$V_s = 1,758.10^5 \text{ cm/s}$$

$$\theta = 226^\circ \text{K}$$

Zinc

$$a = 2,67.10^{-8} \text{ cm}$$

$$V_s = 2,45.10^5 \text{ cm/s}$$

$$\theta = 327^\circ \text{K}$$

IV.2 - VISCOSITE DUE AUX PHONONS -

Dans les trois cas, n'ayant aucune mesure relative à la constante D, nous calculerons B/D.

Nous évaluerons la conductivité thermique du réseau à partir de la formule de LEIBFRIED et SCHLÖMAN.

$$K = 335 a \theta^3 / \gamma^2 T \quad T > \theta/10$$

Or

$$b = 2,88.10^{-8} \text{ cm}$$

$$K \approx 3,5/T$$

Argent

$$b = 2,89.10^{-8} \text{ cm}$$

$$K \approx 10/T$$

Zinc

$$b = 2,66.10^{-8} \text{ cm}$$

$$K \approx 70/T$$

IV.3 - VISCOSITE DUE AUX ELECTRONS -

Or

$$N = 5,9.10^{22} \text{ cm}^{-3}$$

$$B = 3,3.10^{-3} \quad \eta = 4,11.10^{-11} / \rho$$

Argent

$$N = 5,8.10^{22} \text{ cm}^{-3}$$

$$B = 3,35.10^{-3} \quad \eta = 4,12.10^{-11} / \rho$$

Zinc

$$N = 5,74.10^{22} \text{ cm}^{-3}$$

$$B = 2,82.10^{-3} \quad \eta = 3,46.10^{-11} / \rho$$

IV.4 - RESULTATS EXPERIMENTAUX -

Si l'on a étudié qualitativement les déformations de ces matériaux aux hautes vitesses, il n'y a actuellement à notre connaissance que peu de mesures du coefficient d'amortissement des dislocations. L'étude de POPE et VREELAND (44) montre que B croît avec la température entre 66°K et 300°K. De 66°K à 100°K, la croissance est plus rapide que ne semblent le prévoir les résultats théoriques (tableaux 4, 5 et 6 ; figures 20, 21 et 22).

T	C_v	E_o	$\frac{E_o}{C_v \bar{V}^2}$	K	ρ	B_{dp}	B_{vp}	B_{ve}
$^{\circ}K$	$\frac{\text{cal}}{\text{mole} \cdot ^{\circ}K}$	$\frac{\text{erg}}{\text{cm}^3}$		$\frac{\text{erg}}{\text{cm}^2}$	$\Omega \cdot \text{cm}$	$\frac{\text{dyne} \cdot \text{s.}}{\text{cm}^2}$	$\frac{\text{dyne} \cdot \text{s.}}{\text{cm}^2}$	$\frac{\text{dyne} \cdot \text{s.}}{\text{cm}^2}$
		$\cdot 10^8$	$\cdot 10^{10}$	$\cdot 10^{-7}$	$\cdot 10^6$	$\cdot 10^5$	$\cdot 10^3$	$\cdot 10^3$
10					0,013			3,16
15					0,0172			2,39
20					0,025			1,65
25					0,039			1,05
30	1,91	0,789	04,789	0,117	0,05	0,257	0,039	0,825
40	2,92	1,89	7,42	0,0875	0,13	0,623	0,046	0,344
50	3,69	3,4	9,92	0,07	0,21	1,12	0,049	0,206
60	4,23	5,17	13,9	0,058	0,3	1,7	0,057	0,142
70	4,61	7,15	17,8	0,05	0,39	2,36	0,063	0,108
80	4,88	9,26	21,8	0,0437	0,47	3,05	0,068	0,089
90	5,08	11,5	26	0,0389	0,55	3,79	0,072	0,076
100	5,24	13,85	30,3	0,035	0,64	4,56	0,075	0,065
125	5,48	20	41,7	0,028	0,86	6,58	0,083	0,048
150	5,61	26,1	53,4	0,0233	1,05	8,6	0,088	0,04
175	5,7	32,6	65,5	0,02	1,25	10,7	0,093	0,033
200	5,76	38,7	77,3	0,0175	1,45	12,75	0,096	0,029
250	5,83	52,1	102	0,014	1,84	17,15	0,102	0,023
300	5,87	65,2	127	0,0117	2,21	21,45	0,106	0,019

OR

Tableau 4

T	C_v	E_o	$\frac{E_o}{C_v V^2}$	K	ρ	B_{dp}	B_{vp}	B_{ve}
$^{\circ}K$	$\frac{cal}{mole.^{\circ}K}$	$\frac{erg}{cm^3}$		$\frac{erg}{cm^2}$	$\Omega.cm$	$\frac{dyne.s.}{cm^2}$	$\frac{dyne.s.}{cm^2}$	$\frac{dyne.s.}{cm^2}$
		$.10^8$	$.10^{10}$	$.10^{-7}$	$.10^6$	$.10^5$	$.10^3$	$.10^3$
10					0,01			4,12
15					0,011			3,76
20	0,319	0,072	1,33		0,014	0,0167		2,95
25					0,02			2,06
30	0,95	0,35	2,12	0,33	0,03	0,0814	0,0498	1,38
40	1,65	0,967	3,18	0,25	0,068	0,225	0,0565	0,61
50	2,52	1,94	4,45	0,2	0,12	0,451	0,0625	0,34
60	2,77	3,23	5,91	0,167	0,18	0,75	0,07	0,23
70	3,72	4,73	7,24	0,143	0,24	1,1	0,074	0,172
80	4,13	6,56	9,3	0,125	0,3	1,525	0,0822	0,138
90	4,44	8,35	11	0,111	0,35	1,94	0,0865	0,115
100	4,68	10,55	13,1	0,1	0,43	2,45	0,093	0,096
125	5,08	16	18,4	0,08	0,58	3,72	0,104	0,071
150	5,33	21,9	24	0,067	0,74	5,08	0,114	0,056
175	5,48	28,1	29,9	0,057	0,89	6,53	0,121	0,047
200	5,59	34,3	35,9	0,05	1,05	7,96	0,128	0,0396
250	5,75	47	47,8	0,04	1,35	10,9	0,135	0,0308
300	5,79	62,4	63	0,033	1,62	14,5	0,148	0,0256

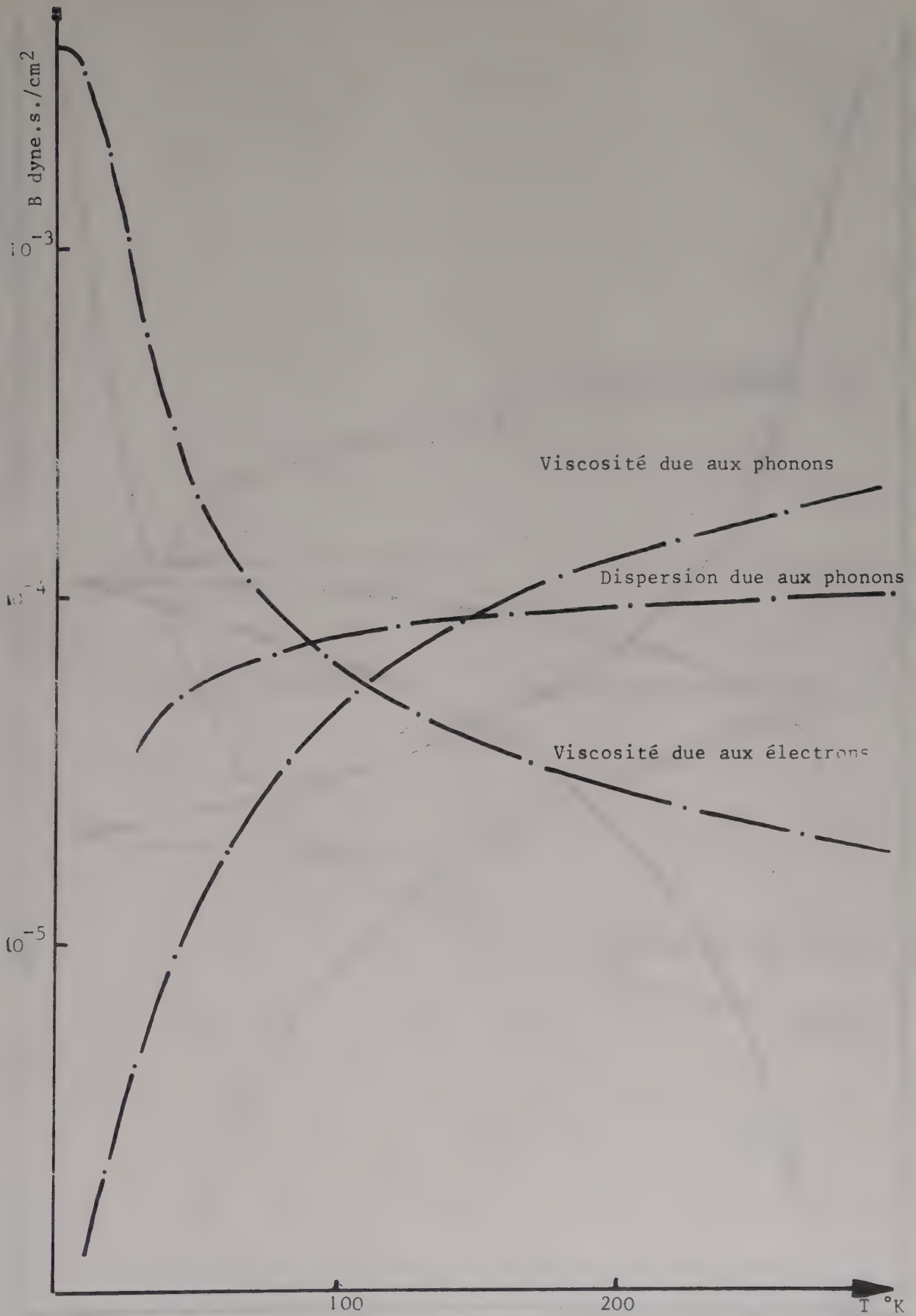
ARGENT

Tableau 5

T	C _v	E _o	$\frac{E_o}{C_v \bar{V}^2}$	K	ρ	B _{dp}	B _{vp}	B _{ve}
°K	$\frac{\text{cal}}{\text{mole} \cdot ^\circ\text{K}}$	$\frac{\text{erg}}{\text{cm}^3}$		$\frac{\text{erg}}{\text{cm}^2}$	Ω.cm	$\frac{\text{dyne} \cdot \text{s.}}{\text{cm}^2}$	$\frac{\text{dyne} \cdot \text{s.}}{\text{cm}^2}$	$\frac{\text{dyne} \cdot \text{s.}}{\text{cm}^2}$
		.10 ⁸	.10 ¹⁰	.10 ⁻⁷	.10 ⁶	.10 ⁵	07.10 ³	.10 ³
15					0,01			3,46
20					0,0156			2,22
30	0,353	0,121	1,07		0,061	0,0132		0,566
40	0,78	0,373	1,44		0,144	0,0406		0,24
50	1,32	0,834	1,9	2	0,189	0,0908	3,8	
60	1,9	1,57	2,475	1,67	0,51	0,171	4,12	0,068
70	2,44	2,55	3,14	1,43		0,278	4,49	
80	2,92	3,78	3,89	1,25	0,95	0,412	4,86	0,0364
90	3,32	5,08	4,62	1,11		0,555	5,13	
100	3,68	6,7	5,48	1	1,44	0,73	5,48	0,024
125	4,33	11,3	7,8	0,8		1,23	6,24	
150	4,76	16,4	10,7	0,667	2,6	1,79	7,14	0,0133
175	5,03	21,9	13	0,571		2,39	7,42	
200	5,23	27,4	15,9	0,5	3,65	2,99	7,95	0,0095
250	5,47	39,7	21,8	0,4	4,8	4,33	8,72	0,0072
300	5,61	52,2	27,9	0,33	5,75	5,7	9,8	0,006

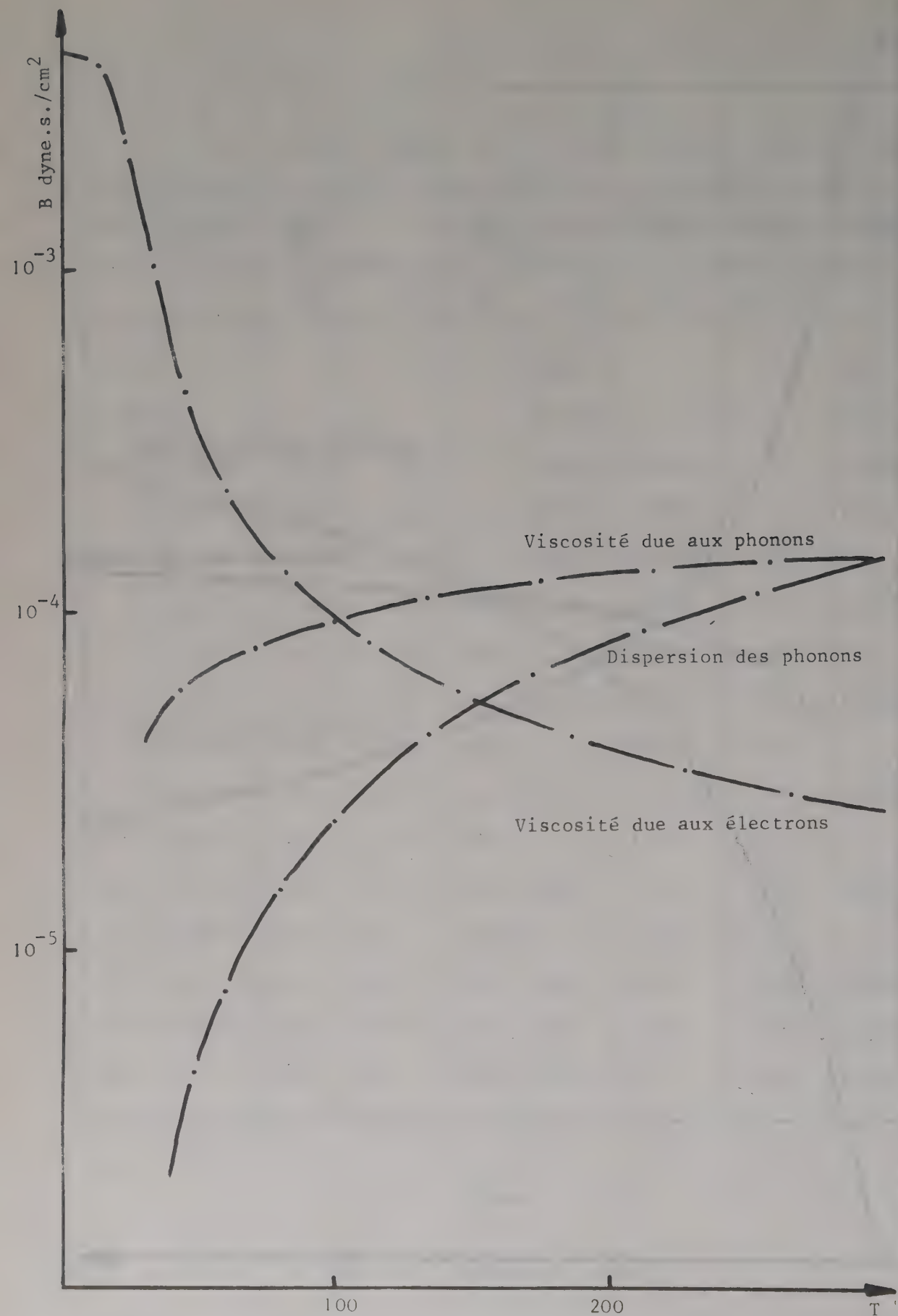
ZINC

Tableau 6



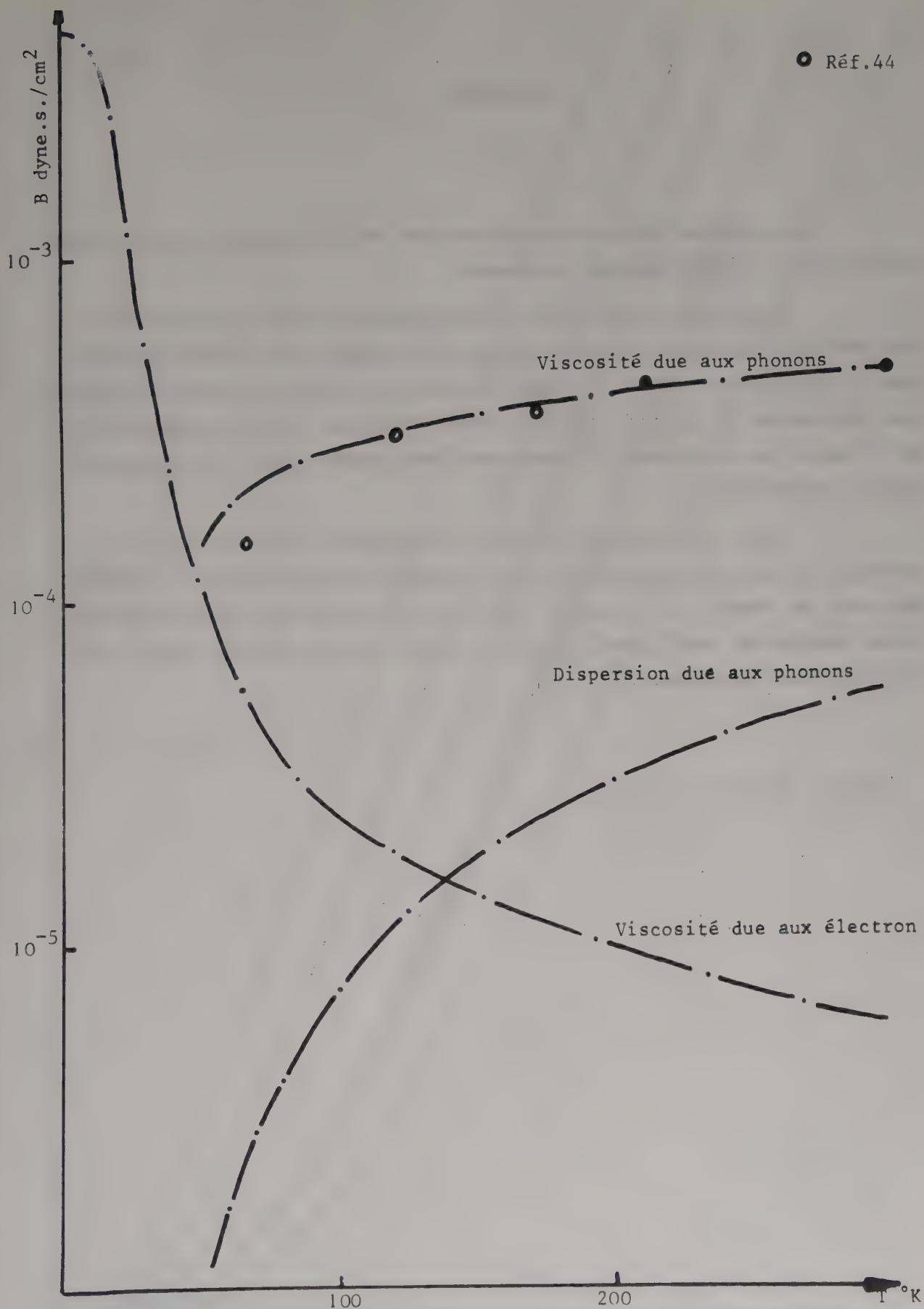
OR Variation du coefficient d'amortissement avec la température

Figure 20



ARGENT Variation du coefficient d'amortissement avec la température

Figure 21



ZINC Variation du coefficient d'amortissement avec la température

Figure 22

CONCLUSION

Aux grandes vitesses de déformation les dislocations sont freinées par des forces d'amortissement visqueux.

- Au dessous de 70°K les interactions électron - dislocation ne décrivent pas toujours bien les variations du coefficient d'amortissement avec la température. Des difficultés subsistent en effet : dans les calculs pour déterminer le rayon du coeur de la dislocation, dans les expériences, où la pureté des matériaux utilisés prend une grande importance à ces très basses températures.

- Entre 70°K environ et 300°K le mécanisme d'amortissement des dislocations est principalement du aux interactions dislocations - phonons. Mais dans ce domaine on rencontre quelques difficultés pour déterminer la valeur absolue du coefficient B et pour établir la combinaison exacte entre les différents mécanismes.

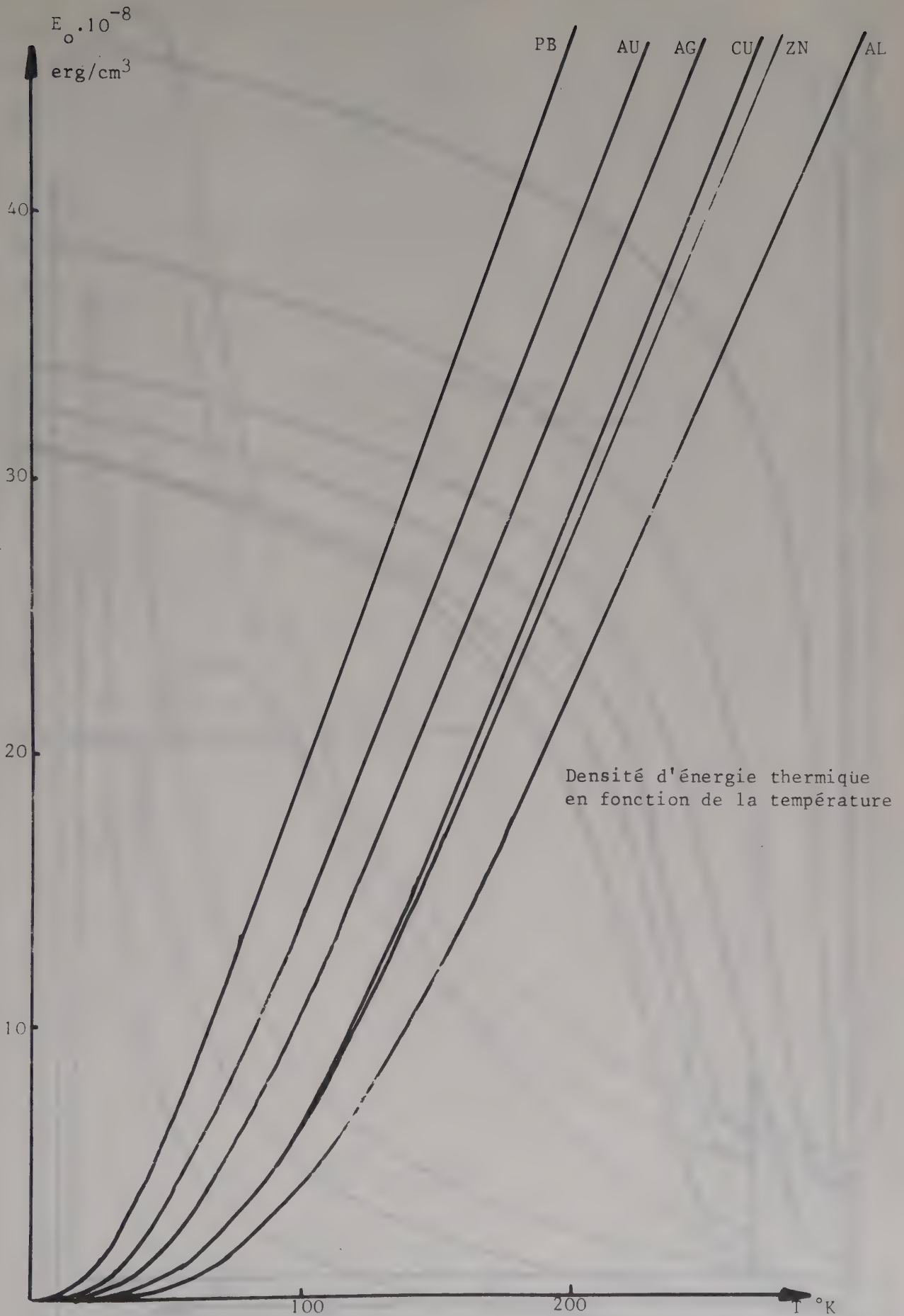


Figure 23

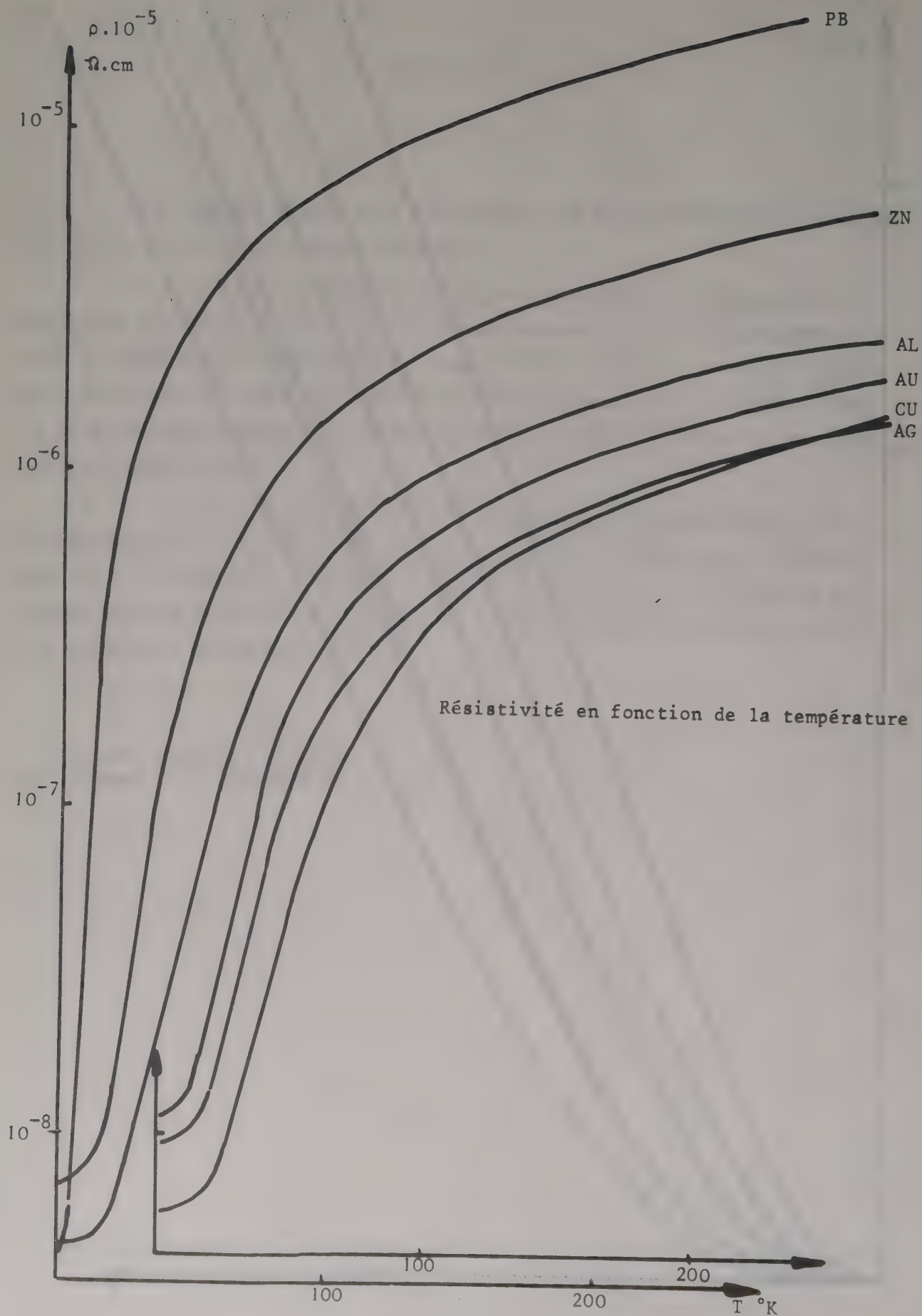


Figure 24

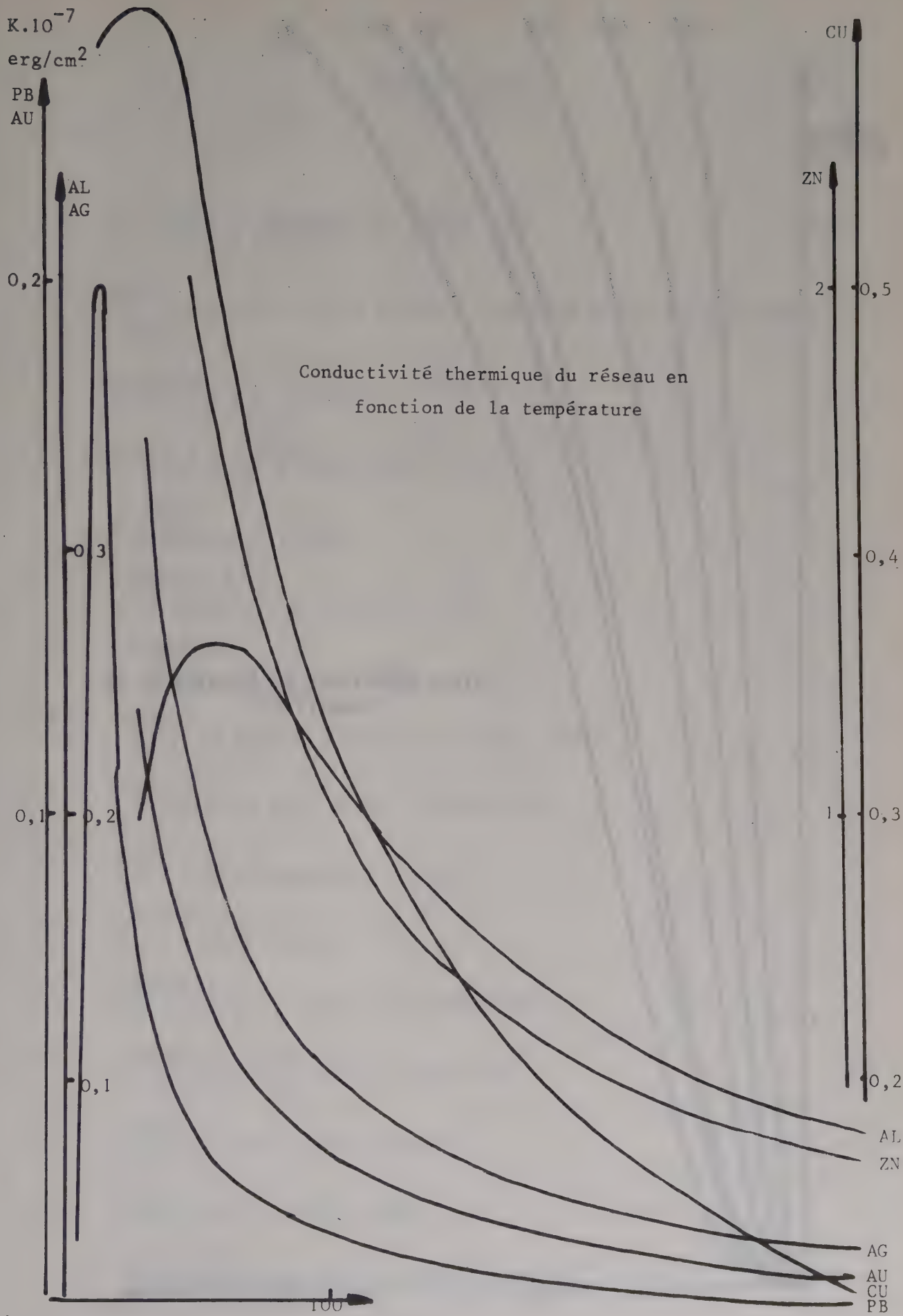


Figure 25

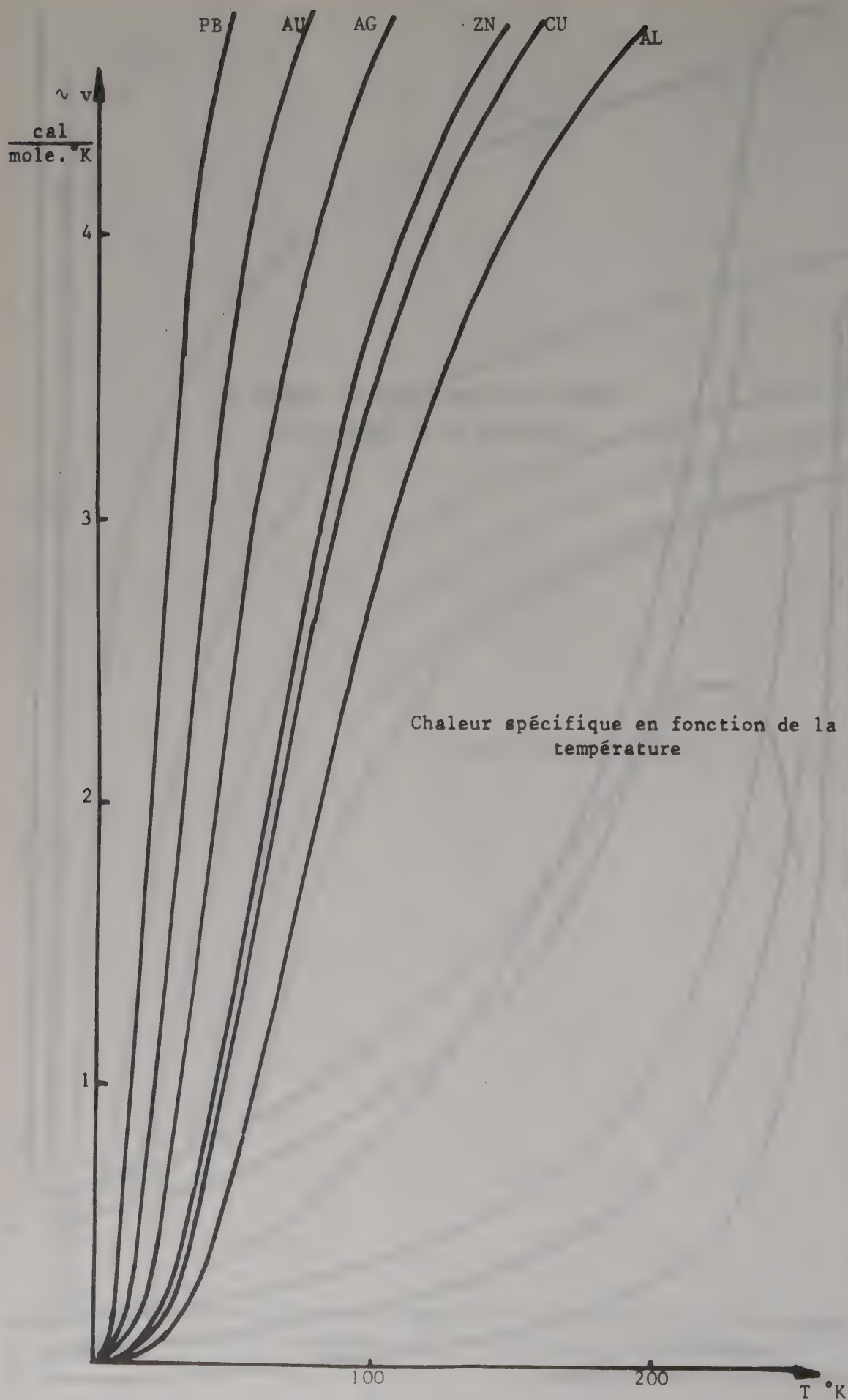


Figure 26

BIBLIOGRAPHIE

- 1 - J.E. DORN, J. MITCHELL, F. HAUSER
Experimental Mechanics, p.353 Nov. 65
- 2 - SEEGER
"The Mechanism of glide and Work Hardening in FCC and HCP Metals"
(1956)
- 3 - MUKHERJEE A.K., MOTE J.D., DORN J.E.
Trans. A.I.M.E. (1965)
- 4 - LARSEN T.L., RAJNAK S.L., HAUSER F.E., DORN J.E.
J. Mech. Phys. Solids (1964), 12 p.361
- 5 - FRIEDEL
"Dislocations" (1964)
- 6 - ESHELBY J.D.
Proc. Roy. Soc. A 197, 396, (1957)
- 7 - LEIBFRIED G.
Z. Physik, 127, 344, (1950)
- 8 - LOTHE J.
Journal of Applied Phys. 33,6, p.2116, (1962)
- 9 - MASON W.P.
J. Acoustical Soc. of Am. 32,458,(1960)
- 10 - MASON W.P.
Appl. Phys. Letters 6,111,(1965)
- 11 - MASON W.P.
Phys. Review 143,229,(1966)
- 12 - ESHELBY J.D.
Proc. Roy. Soc. London A 197,396,(1949)
- 13 - GRANATO A., LUCKE K.
J. of Appl. Phys. 27,6, p.583,(1956)
- 14 - NABARRO F.R.
Proc. Roy. Soc. A 209,278,(1951)
- 15 - LOTHE J.
Phys. Review 117,704,(1960)
- 16 - COTRELL A.H.
"Dislocations and plastic Flow in Crystals"

- 17 - MASON W.P.
"Internal Friction Measurements and their uses in determining the Interaction of acoustic Waves with Phonons Electrons and Dislocations" (1966)
- 18 - FERGUSON W.G., KUMAR A., DORN J.E.
J. Appl. Phys. 38,4, p.1863,(1967)
- 19 - KITTEL C.
"Introduction to solid state Physics"
- 20 - LEIBFRIED G., SCHLOMAN E.
Nachr. Akad. Wiss. Gott. 11a,71,(1954)
- 21 - PIPPARD A.B.
Phil. Mag. 46,1104,(1955)
Advan. Phys. 9,176,(1960)
- 22 - MASON W.P., ROSENBERG A.
Phys. Rev. 151,434,(1966)
- 23 - GORMAN J.A., WOOD D.S., VREELAND T.
J. Appl. Phys. 40,2, p.833,(1969)
- 24 - STERNGLASS E.J., STURT P.A.
Trans. A.I.M.E. 17,427,(1953)
- 25 - BELL
J. Appl. Phys. 31,277,(1960)
- 26 - KARNES C.H., RIPERGER E.A.
J. Mech. Phys. Solids 14, p.75,(1966)
- 27 - KOLSKY H., DOUCH L.S.
J. Mech. Phys. Solids 10,195,(1964)
- 28 - MUKHERJEE A.K., FERGUSON W.G., BARMORE W.L., DORN J.E.
J. Appl. Phys. 37,10, p.3707,(1966)
- 29 - KUMAR A., HAUSER F.E., DORN J.E.
Acta Met. 16, p.1189,(1968)
- 30 - KUMAR A., KUMBLE R.G.
J. Appl. Phys. 40,9,(1969)
- 31 - LAX E.
Phys. Rev. 115,6, p.1591,(1959)
- 32 - MASON W.P.
J. Appl. Phys. p.557,(1954)
- 33 - American Institute of Physics Handboock
- 34 - MASON W.P., ROSENBERG A.
J. Appl. Phys. 38,4, p.1929,(1967)

- 35 - PARAMESWARAN W.R., WEERTMAN J.
Scripta Met. 3, p.477,(1969)
- 36 - ALERS, THOMPSON
J. Appl. Phys. 32, p.283,(1961)
- 37 - STERN, GRANATO
Acta Met. 10, p.958,(1962)
- 38 - SUZUKI T., IKUSHIMA A., AOKI M.
Acta Met. 12, p.1231,(1964)
- 39 - WHITE, WOODS
Phil. Mag. 45, p.1343,(1954)
- 40 - HUTCHINSON T.S., ROGERS D.H.
J. Appl. Phys. 33,792,(1962)
- 41 - LEROY M.
Thèse 1970 Nantes
- 42 - BLOUNT E.J.
Phys. Review 114, p.418,(1959)
- 43 - JOHNSTON W.G., GILMAN J.J.
J. Appl. Phys. 30,129,(1959)
- 44 - POPE D.P., VREELAND T.
Phil. Mag. 20,1163,(1969)
- 45 - AKHEISER A.
J. Phys. (U.S.S.R.) 1,277,(1939)

